



TITLE:

# 赤外波長域半導体3次元フォトニック結晶の開発とその光学特性に関する研究( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

山本, 宗継

---

CITATION:

山本, 宗継. 赤外波長域半導体3次元フォトニック結晶の開発とその光学特性に関する研究. 京都大学, 1999, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1999-07-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3156140>

RIGHT:

赤外波長域半導体3次元フォトニック結晶の  
開発とその光学特性に関する研究

1999年6月

山本宗継

|              |  |           |
|--------------|--|-----------|
| <b>第 1 章</b> | <b>序論</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1          | フォトリック結晶とその狙い                                      | 1         |
| 1.2          | 本研究の位置づけ   | 5         |
| 1.3          | 本論文の構成   | 9         |
| 1.4          | 参考文献   | 11        |
| <b>第 2 章</b> | <b>完全フォトリックバンドギャップの形成条件と新しい 3 次元フォトリック結晶実現法の提案</b> | <b>17</b> |
| 2.1          | 序  | 17        |
| 2.2          | 完全フォトリックバンドギャップの形成条件                               | 17        |
| 2.2.1        | フォトリックバンド構造の解析法                                    | 19        |
| 2.2.2        | 球対称単位構造を持つ面心立方構造のバンド構造                             | 21        |
| 2.2.3        | ダイヤモンド構造のバンド構造                                     | 22        |
| 2.2.4        | ストライプ積層面心立方構造のバンド構造                                | 23        |
| 2.3          | 光波長域 3 次元フォトリック結晶実現法                               | 26        |
| 2.4          | フォトリック結晶実現のための要素技術                                 | 29        |
| 2.4.1        | 2 次元基本構造の形成  | 29        |
| 2.4.2        | ウエハ融着  | 32        |
| 2.4.3        | エピタキシャル基板の選択エッチングによる除去                             | 37        |
| 2.5          | まとめ  | 39        |
| 2.6          | 参考文献   | 41        |

|            |   |           |
|------------|---|-----------|
| <b>第3章</b> | <b>光回折高精度位置合わせ装置の開発と位置合わせ実験</b>                               | <b>45</b> |
| 3.1        | 序   | 45        |
| 3.2        | 面心立方構造形成の条件   | 46        |
| 3.3        | 光回折を用いた位置合わせ法の提案  | 47        |
| 3.3.1      | 原理  | 48        |
| 3.3.2      | 解析  | 49        |
| 3.3.3      | 基礎実験  | 53        |
| 3.4        | 光回折位置合わせ装置の開発   | 57        |
| 3.4.1      | 装置の概略   | 58        |
| 3.4.2      | 位置合わせ実験   | 60        |
| 3.5        | 位置ずれのフォトニックバンドに与える影響  | 63        |
| 3.6        | 考察  | 67        |
| 3.7        | まとめ   | 71        |
| 3.8        | 参考文献  | 74        |
| <b>第4章</b> | <b>5~10 <math>\mu\text{m}</math>域3次元フォトニック結晶の作製、およびその光学特性</b> | <b>75</b> |
| 4.1        | 序   | 75        |
| 4.2        | ストライプ構造4層積層フォトニック結晶の作製  | 75        |
| 4.3        | 4層積層フォトニック結晶の光学特性   | 82        |
| 4.4        | 考察  | 87        |
| 4.5        | まとめ   | 93        |

|  |                         |     |
|--|-------------------------|-----|
| 4.6  | 参考文献 .....              | 95  |
| <b>第 5 章 3次元フォトニック結晶の多層化、およびその光学特性 .....97</b> |                         |     |
| 5.1  | 序.....                  | 97  |
| 5.2  | 位置合わせ法の多層積層への対応 .....   | 97  |
| 5.3  | 8層積層構造の作製 .....         | 101 |
| 5.4  | 8層積層フォトニック結晶の光学特性 ..... | 103 |
| 5.5  | 考察 .....                | 108 |
| 5.6  | まとめ .....               | 115 |
| 5.7  | 参考文献 .....              | 117 |
| <b>第 6 章 結 論 .....119</b>                      |                         |     |
| 謝 辞 .....                                      |                         | 123 |
| 研究業績 .....                                     |                         | 125 |

# 第 1 章 序論

## 1.1 フォトニック結晶とその狙い

物質からの発光現象は、よく知られているように自然放出と誘導放出に分けることができるが、そのうち自然放出は通常のレーザや光増幅器においては避けられない損失源や雑音源として存在している。また、現在 PLC (Planar Lightwave Circuit) といった光回路に用いられている誘電体光導波路では光の方向を曲げる際の損失を防ぐために極力大きな曲率を取っているのが実状である。ここでもし、自然放出の人為的制御や光導波現象の自在な制御が可能となれば、損失や雑音のない高効率レーザや光増幅器、あるいは現在の  $1/1000 \sim 1/10000$  程度の大きさの超小型光回路などといったこれまでにない新しい光デバイスや光回路の実現が期待されることになる。

このような背景の中、フォトニック結晶 (Photonic Crystal) という新しい光材料が近年注目を集めている [1-7]。フォトニック結晶とはその内部に周期的屈折率分布をもつ光材料であり、光のエネルギーに対してバンド構造 (フォトニックバンド構造) が形成されるという特徴をもつ。このバンド構造は、固体結晶において原子核の形成する周期ポテンシャルにより電子のエネルギーに対してバンド構造が形成されるのと同じ対応を示すため、光に対する結晶という意味でフォトニック結晶と呼ばれる。

フォトリック結晶は、上述のフォトリックバンド構造の存在により、次のような独特の性質を持つことが期待される。バンド構造における禁制帯（フォトリックバンドギャップ）に相当する周波数領域においては、光の状態密度が零となるため、この周波数域の光の伝搬が禁止されることになる。また光の伝搬を阻止するだけに止まらず、フォトリック結晶中にフォトリックバンドギャップエネルギーに相当する光を放射する物質を埋め込んだ場合には、その物質からの発光が完全に禁止されることになる [1-11]。また、周期構造に人為的に乱れ（欠陥）を導入すると、半導体中に不純物準位が生じると同様に、バンドギャップ中に鋭い欠陥準位が発生し、この準位に集中した超高効率発光が可能となる [12-15]。欠陥準位は、欠陥の大きさなどを変化させることにより自在に制御可能であるため、発光波長の人為的な制御が可能となる。このことは、これまで文字通り「自然」に生じると考えられていた自然放出の人為的な制御が可能であることを意味しており、無閾値レーザーなどの超高効率発光デバイスや高効率波長多重集積レーザー、高性能光増幅器などといった新しいデバイスへと展開できるものと期待されている。

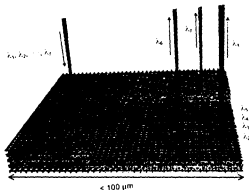
また、欠陥を隣接して導入した場合、光は欠陥列に沿った方向には自由に伝搬できるが、それ以外の方向には強い閉じ込めを受ける。このため、フォトリック結晶内部に結晶欠陥を用いた光導波路を構築することが可能となる。この光導波路においては直線状の欠陥配列のみならず、 $90^\circ$  といった急激な曲がりを持つような配列に対しても損失なく導波させることができ [16]、さらに、この導波路どうしを孤立した欠陥を介して結合させると欠陥準位に共鳴した波長だけを分岐させることも可能となる [17]。このような分岐回路や先に述べた波長多重集積レーザーなどを組み合わせることにより、図 1.1 に示すような超小型光回路も実現可能となろう [6, 7]

また、上述のような完全バンドギャップと結晶欠陥を組み合わせただけの応用以外にも、バンド構造の持つ非線形な周波数－波数分散関係に注目した応用も可能と考え

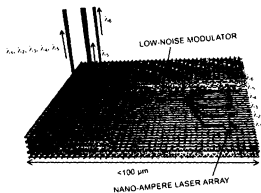
られる。例えば、有効屈折率の波長依存性 [18] を利用した波長分離デバイス [19]、大きな群速度分散を利用したハルス圧縮素子といった応用などが挙げられる。

このように、フォトニック結晶は当初期待された自然放光制御といった物理現象や無閾値レーザへの応用に限定されず、光関連分野の広い範囲にわたり様々な応用が考えられその実現が大きく期待されている。また最近では上述したような応用以外にも非線形媒質を埋め込んだ光ダイオードなどの種々の応用が考えられている [20-31]。





(a)



(b)

図 1.1: 超小型光回路の概念図 (a) 超小型波長分離導波路を内蔵した光回路、  
(b) 超高効率レーザアレイ、変調素子などを一体化した光回路の概念図

## 1.2 本研究の位置づけ

前節で述べた様にフォトニック結晶には様々な応用が期待されているが、その期待に応えるためには、次のような要求を満たす性質を持つフォトニック結晶を実現することが重要であると考えられる

1. 完全なバンドギャップを形成する
2. 結晶欠陥の導入が可能
3. 発光層の埋め込みが可能
4. 電流注入が可能

ここで、1の完全なバンドギャップとは以下のことを意味する フォトニック結晶を形成する際、その内部の周期屈折率が1、2および3次元に分布させたものが考えられ、それぞれ1、2および3次元フォトニック結晶と呼ばれる このうち、1次元および2次元フォトニック結晶は周期屈折率分布の無い方向が存在し、その方向に関してはフォトニックバンド構造が形成されず光の漏れが生じる 一方、3次元フォトニック結晶においては全方位に周期構造が存在するため完全な光閉じ込めが可能となる構造の実現が期待できる ところが、一般的にフォトニックバンドギャップは図1.2(a)に示すように光の伝搬する方向に応じて異なる周波数帯をとる 結晶構造が特定の条件を満たす場合は、図1.2(b)に示すように全方向に対してバンドギャップとなる周波数帯が重なり合うようなフォトニックバンド構造を形成し得る この全方向に対するバンドギャップを完全バンドギャップと呼び、この周波数帯において初めて完全な光閉じ込めが可能となるのである 従って、この完全バンドギャップの形成はフォトニック結晶の能力を引き出す上での基本的かつ最も重要な要求といえる 自然放出や光の導波を人為的に制御するためには、先にも述べたように結晶欠陥を導入する必要があるため2の条件が要求され、さらに能動デバイスへの応用を考えるならば、3のフォトニック結晶内部に発光部を設けるという条件が必

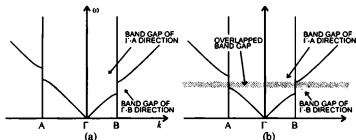


図 1.2: フォトニックバンド構造の模式図 (a) 任意の2つの方向 (図ではそれぞれ  $\Gamma$ -A,  $\Gamma$ -B 方向と表している) でバンドギャップとなる周波数帯が異なるため、光は必ずどちらかの方向に漏れる。(b)  $\Gamma$ -A 方向と  $\Gamma$ -B 方向でバンドギャップとなる周波数帯に重なりがあるため、この周波数帯では光は完全に閉じ込められる。

要となる。また、発光の状態あるいは屈折率の変調によるバンド構造の変化等を外部より行う場合には、4 の電流注入可能という条件が不可欠となる。

さて、実際にフォトニック結晶を実現するためにはフォトニックバンドギャップとなる光の波長程度の周期屈折率構造を形成する必要がある。これまでは、光の波長域では比較的作製が容易な2次元フォトニック結晶が多数研究されてきたが [32-49]、2次元フォトニック結晶では周期構造の存在しない方向に光が漏れるため、上記 1 の完全フォトニック結晶を持つという条件が満たされない。そのため、光の波長域における3次元フォトニック結晶実現法の確立が強く望まれていた。

3次元フォトニック結晶実現に向けて、本研究以外で行われている主な実現法に関して、本研究よりも後に登場したものも含めて簡単に説明する (表 1.1)。これらの実現法は、作製手法の違いにより自己形成的な手法と、マイクロマシニング技術を利用した手法 (本研究もこちらに分類される) に大別できる。

まず前者としては、 $\text{SiO}_2$  球 [50] やポリスチレン球 [51] を溶液中で沈降させ面心立方構造を作製する方法、2次元構造を基板上に形成しバイアススハッグ法により、2次元構造を維持しつつ Si と  $\text{SiO}_2$  を交互に積層し(自己クローニングと呼ぶ)、単純六方構造を作製する方法 [52] などが試みられている。これらの方法は、自己形成的手法を用いているため、比較的作製が容易であるという特長を持つ反面、現在作製されている構造では理論的に完全なバンドギャップが形成されないことが分かっており [53]、完全バンドギャップの存在を前提とした自然放光制御や結晶欠陥を利用した応用への展開を図ることができない。また、自己形成的であるがゆえに構造の自由度が低く、完全バンドギャップを持つ構造への展開は困難であると考えられる。

後者のマイクロマシニング技術を利用した方法としては、本研究以外に、半導体

表 1.1: 他者の行っているフォトニック結晶実現法

| 作製方法                         | 研究グループ  | 作製分類      | バンドギャップ | 欠陥導入  | 発光部導入 | 電流注入 | 発表時期  |
|------------------------------|---|-----------|---------|-------|-------|------|-------|
| 3方向ドライエッチング法                 | California Institute of Technology (U. S. A.)     | マイクロマシニング | 完全      | 制限あり  | 制限あり  | 可能   | 1995年 |
| オハール法 ( $\text{SiO}_2$ 球積層法) | A. F. Ioffe Physical Technical Institute (Russia) | 自己形成      | 不完全     | 不可能   | 制限あり  | 不可能  | 1995年 |
| 自己クローニング法                    | Tohoku University (Japan)                         | 自己形成      | 不完全     | 制限あり  | 不可能   | 不可能  | 1997年 |
| ポリシリコン堆積法                    | Sandia National Laboratory (U. S. A.)             | マイクロマシニング | 完全      | 任意に可能 | 不可能   | 可能   | 1998年 |

基板に3方向からドライエッチングを行うことにより、3次元構造を形成する方法 [54] と、ホリシロンと  $\text{SiO}_2$  を LSI 作製技術を用いて堆積する方法 [55] がある。これらの方法は、自己形成的方法に比較すると、高度なプロセス技術を要求されるが、いずれも理論的に完全バンドギャップを形成する構造の実現が可能となる。しかしながら、3方向ドライエッチング法は一括して3次元構造を作製するため、結晶欠陥や発光部の導入が任意の位置には行えないという欠点がある。また、ホリシロン堆積法では1層毎にホリシロンと  $\text{SiO}_2$  の堆積を行うため、結晶欠陥を任意の位置に導入することが可能であるが、間接遷移材料を用いているため、発光部の導入が不可能である。このように、これまで他者の行ってきたフォトニック結晶実現法はいずれも上記の4条件を満たさず、決め手といえる実現法は存在していなかった。

そこで、本研究では上記1~4の4条件を満たすようなフォトニック結晶実現法の確立を最終目標とし、2次元周期構造をウエハ融着法により積層し、3次元フォトニック結晶を形成するという新しい実現法を提案した [56]。この実現法においては、任意の2次元構造の積層が行えるために、上記4条件の2および3の結晶欠陥、発光層の導入が可能である。また、ウエハ融着による界面は電流を流すことができるため4の電流注入可能な条件も満足する。実際に、ウエハ融着を用いて1次元および2次元回折格子埋め込みレーザの発振が確認され [57]、2~4の条件を満たすことは可能であることが示されている。そこで、本研究では条件1を満たすべく、赤外波長域でのフォトニック結晶作製 [58-60] を行った結果、この波長域において初めて完全なバンドギャップを持つ3次元フォトニック結晶を実現することが可能となった [61]。本研究により得られた成果は、フォトニック結晶内での発光メカニズムの解明や、フォトニック結晶独特の効果を利用した新型光デバイスの実現につながるものと期待される。

### 1.3 本論文の構成

本研究では光波長域でのフォトニック結晶実現法を確立するために、大きく分けて4つの研究を行い、その結果を第2章から第5章までに記した。以下に本論文の各章の内容について簡単に述べる。

まず第2章では、フォトニック結晶を利用するに当たり最も重要な完全バンドギャップの形成条件について述べた後、本研究で用いたストライプ積層面心立方晶系の構造が完全バンドギャップをもち得ることを理論計算により示す。この構造を光の波長域で実現するべく、ウエハ融着および光回折精密位置合わせという独自のマイクロマシニング技術を用いたフォトニック結晶実現法の提案を行う。また、本実現法を実際に行うに当たり必要な各プロセスの検討を行ったことに関しても述べる。

第3章では、面心立方構造形成に必要な精密位置合わせに関して述べる。精密位置合わせのために、本研究では積層を行うストライプ構造が回折格子として機能することに注目して、光回折を利用した位置合わせ法を提案する。この位置合わせ法に基づいて、ストライプ構造の位置合わせ・ウエハ融着を行い、誤差100 nm未満の位置合わせを達成できることを述べる。また、この誤差のバンド構造に与える影響についても考察を行う。

第4章では、第2章で提案したフォトニック結晶実現法と、第3章で開発した精密位置合わせ装置を利用して、実際に赤外波長域にバンドギャップを持つと予想されるフォトニック結晶の作製を行った結果に関して述べる。作製を行った構造は、GaAs ストライプ構造を4層積層した面心立方構造1周期に相当する構造である。また透過スペクトル測定を行った結果、フォトニックバンドギャップに起因する減衰が見られ、フォトニック結晶として機能しうることを示す。

さらに今後デバイス応用などを指すためにはより大きな減衰、発光層の埋め込み、欠陥の導入などが必要となる。そこで第 5 章では、これらの基礎となる多層積層技術の確立を目指して、面心立方構造 2 周期構造の作製を行った結果に関して述べる。積層数の増加に伴い、よりフォトニック結晶としての性質が顕著に現れるようになり、全方向に対して明確なバンドギャップが形成されていることを示す。

最後に第 6 章にて結論として本研究で得られた成果をまとめ、今後の課題と、その解決法の指針を示す。

## 1.4 参考文献

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, pp. 2059-2062, May 1987.
- [2] S. John, Phys. Rev. Lett. 58, pp. 2486-2489, June 1987.
- [3] 野田 進, 光学, 27, pp. 6-11, 1998.
- [4] 馬場, 池田, 神澤, ハンス, 応用物理, 67, p. 1041, 1998.
- [5] 日経エレクトロニクス, 11月16日号, p. 57, 1998.
- [6] 野田 進, 電子情報通信学会誌, 82, pp. 232-241, 1999.
- [7] 野田 進, 応用物理, 68, pp. 426-427, 1999.
- [8] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, Phys. Rev. Lett. 63, pp. 1950-1953, Oct. 1989.
- [9] J. Martorell and N. M. Lawandy, Phys. Rev. Lett. 65, pp. 1877-1880, Oct. 1990.
- [10] S. John and J. Wang, Phys. Rev. B, 43, pp. 12772-12789, June 1991.
- [11] A. G. Kofman, G. Kurizki and B. Sherman, J. Mod. Opt. 41, pp. 353-384, Feb. 1994.
- [12] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett. 67, pp. 3380-3383, Dec. 1991.
- [13] B. Sherman, G. Kurizki and A. Kadyshevitch, Phys. Rev. Lett. 69, pp. 1927-1930, Sept. 1992.
- [14] K. M. Leung, J. Opt. Soc. Am. B, 10, pp. 303-306, Feb. 1993.
- [15] D. R. Smith, R. Dalichaouch, N. Kroll, S. Schultz, S. L. McCall and P. M. Platzman, J. Opt. Soc. Am. B, 10, pp. 314-321, Feb. 1993.
- [16] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett., 77, pp. 3787-3790, Oct. 1996.



- [17] F. Shanhui, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos and H. A. Haus, Phys. Rev. Lett., 80, pp. 960-963, Feb. 1998.
- [18] S. Y. Lin, V. M. Hietala, Li Wang and E. D. Jones, Opt. Lett. 21, pp. 1771-1773, Nov. 1996.
- [19] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi and T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, Phys. Rev. B, 58, pp. R10 096-R10 099, Oct. 1998.
- [20] D. L. Bullock, C. C. Shih and R. S. Margulies, J. Opt. Soc. Am. B, 10, pp. 399-403, Feb. 1993.
- [21] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden and M. J. Bloemer, J. Appl. Phys. 76, pp. 2023-2026, Aug. 1994.
- [22] H. Hirayama, T. Hamano and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 69, pp. 791-793, Aug. 1996.
- [23] P. Tran, Opt. Lett. 21, pp. 1138-1140, Aug. 1996.
- [24] M. Scalora, R. J. Flynn, S. B. Reinhardt, R. L. Fork, M. J. Bloemer, M. D. Tocci, C. M. Bowden, H. S. Ledbetter, J. M. Bendickson, J. P. Dowling and R. P. Leavitt, Phys. Rev. E, 54, pp. R1078-R1081, Aug. 1996.
- [25] K. Sakoda and K. Ohtaka, Phys. Rev. B, 54, pp. 5742-5749, Aug. 1996.
- [26] J. C. Chen, H. A. Haus, Shanhui Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, J. Lightwave Technol. 14, pp. 2575-2580, Nov. 1996.
- [27] Shawn-Yu Lin, V. M. Hietala, Li Wang and E. D. Jones, Opt. Lett. 21, pp. 1771-1773, Nov. 1996.
- [28] S. John and T. Quang, Phys. Rev. A, 54, pp. 4479-4488, Nov. 1996.

- [29] J. Martorell, R. Vilaseca and R. Corbalan, *Appl. Phys. Lett.* **70**, pp. 702-704, Feb. 1997.
- [30] S. John and Tran Quang, *Phys. Rev. Lett.* **78**, pp. 1888-1891, March 1997.
- [31] T. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and J. P. de Sandro, *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, pp. 748-752, March 1998.
- [32] M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin and P. Sheng, *Opt. Commun.*, **80**, pp. 199-204, Jan. 1991.
- [33] P. R. Villeneuve and M. Piche, *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**, pp. 1296-1305, Aug. 1991.
- [34] S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch and S. Schultz, *Phys. Rev. Lett.* **67**, pp. 2017-2020, Oct. 1991.
- [35] M. Plihal and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B*, **44**, pp. 8565-8571, Oct. 1991.
- [36] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **68**, pp. 2023-2026, March 1992.
- [37] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, *Appl. Phys. Lett.* **61**, pp. 495-497, July 1992.
- [38] P. R. Villeneuve and M. Piche, *Phys. Rev. B*, **46**, pp. 4969-4972, Aug. 1992..
- [39] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, pp. 322-327, Feb. 1993.
- [40] T. Krauss, Y. P. Song, S. Thoms, C. D. W. Wilkinson and R. M. DelaRue, *Electron. Lett.* **30**, pp. 1444-1446, Aug. 1994.

- [41] K. Inoue, M. Wada, K. Sakoda, A. Yamanaka, M. Hayashi and J. W. Haus, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, pp. L1463-1465, Oct. 1994.
- [42] U. Gruning, V. Lehmann and C. M. Engelhardt, *Appl. Phys. Lett.* **66**, pp. 3254-3256, June 1995.
- [43] D. Cassagne, C. Jouanin and D. Bertho, *Phys. Rev. B*, **52**, pp. R2217-2220, July 1995.
- [44] T. Baba and T. Matsuzaki, *Electron. Lett.* **31**, pp. 1776-1778, Sept. 1995.
- [45] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. S. J. Russell, D. M. Atkin and T. J. Shepherd, *Electron. Lett.* **31**, pp. 1941-1943, Oct. 1995.
- [46] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow and K. Busch, *Appl. Phys. Lett.* **68**, pp. 747-749, Feb. 1996.
- [47] K. Inoue, M. Wada, K. Sakoda, M. Hayashi, T. Fukushima and A. Yamanaka, *Phys. Rev. B*, **53**, pp. 1010-1013, Jan. 1996.
- [48] T. Baba and T. Matsuzaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, pp. 1348-1352, Feb. 1996.
- [49] D. Cassagne, C. Jouanin and D. Bertho, *Phys. Rev. B*, **53**, pp. 7134-7142, March 1996.
- [50] S. G. Romanov, A. V. Fokin, V. V. Tretijakov, V. Y. Butko, V. I. Alperovich, N. P. Johnson and C. M. Sotomayor Torres, *J. Cryst. Growth*, vol. 159, pp. 857-860, Feb. 1996.
- [51] J. Martorell and N. M. Lawandy, *Phys. Rev. Lett.* **65**, pp. 1877-1880, Oct. 1990.
- [52] S. Kawakami, *Electron. Lett.*, **33**, pp. 1260-1261, July 1997.
- [53] K. M. Leung and Y. F. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, pp. 2646-2649, Nov. 1990.

- [54] C. C. Cheng and S. Scherer, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13**, p. 2696, 1995.
- [55] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and Jim Bur, *Nature*, **394**, pp. 251-253, July 1998.
- [56] S. Noda, N. Yamamoto and A. Sasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, pp. L909-L912, July 1996.
- [57] M. Imada, S. Noda, A. Sasaki, H. Kobayashi and G. Sasaki, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **9**, pp. 419-421, 1997.
- [58] N. Yamamoto, S. Noda and A. Sasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, pp. 1907-1911, March 1997.
- [59] N. Yamamoto and S. Noda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, pp. 3334-3338, June 1998.
- [60] N. Yamamoto, S. Noda and A. Chutinan, *Jpn. J. Appl. Phys.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, pp. L1052-1054, November 1998.
- [61] N. Yamamoto and S. Noda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, pp. 1282-1285, March 1999.



## 第2章 完全フォトニックバンドギャップの形成条件と新しい3次元フォトニック結晶実現法の提案

### 2.1 序

フォトニック結晶には第1章で述べたような極微小光回路 [1-2] やその他の種々の興味深い応用 [3-17] が考えられるが、光波長域にバンドギャップを形成するフォトニック結晶の実現法が確立されていないため、理論的な検討にとどまっているのが現状である。このような現状を打破するためには第1章で述べたように、完全バンドギャップをもち、欠陥導入、発光部導入、電流注入が可能といった4つの条件を持つフォトニック結晶実現法の確立が不可欠である。

本章では、まず2.2節で完全なバンドギャップを持つための条件を述べた後、2.3節にて先の4条件を満たすべく考案した新しい3次元フォトニック結晶実現法 [18] について説明を行い、2.4節にてその実現に必要な各プロセスの検討を行った結果 [19] について述べる。

### 2.2 完全フォトニックバンドギャップの形成条件

フォトニック結晶は先にも述べたようにその内部の屈折率の周期的変化により、光のエネルギーに対するバンド構造を形成する。フォトニック結晶の構造によって

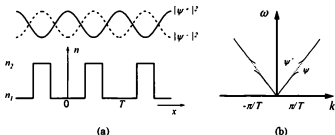


図 2.1: バンドギャップ生成メカニズムの模式図。(a) Bragg 反射により 2 種類の定在波が発生。(b) 各定在波は同じ波数を持つが、平均屈折率が異なるため異なる周波数を持ちバンド構造が分裂する。

は、図 1.2(a) にすでに示した様に各方向でのバンドギャップ周波数が異なる、またはある特定の方向ではバンドギャップが形成されないといったことが生じ、完全な光閉じ込めが出来ない場合がある。しかし、自然放出制御や結晶欠陥の利用を行うためには、全方向への光閉じ込めが必要であり、そのためには図 1.2(b) に示すような全方位のバンドギャップ周波数に重なりがある、完全バンドギャップをもつフォトニック結晶であることが必要である。そこで、この節では完全なバンドギャップを実現するための条件について述べる。

まずフォトニックバンドギャップが形成されるメカニズムについて、図 2.1(a) に示す 1 次元の周期構造をモデルについて説明する。図のような周期構造内においては、光の波数  $k$  が  $\pm n\pi/T$  ( $n=1,2,\dots$ ,  $T$ : 周期) となる時、よく知られるように Bragg 反射が生じる。この時、進行波  $\exp(-in\pi x/T)$  と反射波  $\exp(in\pi x/T)$  の重ね合わせの結果、 $\psi^+ = \cos(n\pi x/T)$ 、 $\psi^- = \sin(n\pi x/T)$  という 2 つの定在波を生じる。これらの定在波は図に示すようにそれぞれ屈折率の高い部分と低い部分に局在しているため、それぞれの平均屈折率の間には  $n^+ < n^-$  の関係が成り立つ。ゆえに、

それぞれの光の周波数間には  $\omega^+ = ck/n^+ > \omega^- = ck/n^-$  の関係が成り立ち、周期構造内部における波数が同じであるにも関わらず異なる周波数を持つ。この結果、図 2.1(b) に示すように、 $\omega - k$  分散関係が分裂し、光に対するバンド構造が生成されることになる。

上記の様にバンドギャップとなる周波数はブラッグ波長と平均屈折率により決定されるといえる。よって完全バンドギャップを実現するためには全方位に対して周期構造が均等、すなわちブリルアンゾーンが球であるような構造が望ましい。しかしながらブリルアンゾーンを球対称とするためには、ある逆格子点から等距離に不加算無限個の逆格子点が存在する必要があるが、逆格子点は高々加算無限個しか取り得ないためこのような構造は存在し得ない。そこで、代わりにブリルアンゾーンが最も球に近い構造である面心立方構造に注目する。以下には、まず最初に研究で用いたバンド構造の解析法である平面波展開法 [20, 21] について述べた後、面心立方構造を基本にした周期構造に対するバンド構造に関して述べる。

## 2.2.1 フォトニックバンド構造の解析法

平面波展開法とは、Maxwell 方程式を逆格子ベクトルによりフーリエ級数展開（すなわち平面波に展開）し、得られた固有値問題を解くことにより、各波数ベクトルに対応する周波数を求めバンド構造を解析する方法である。以下にその具体的な方法について述べる。

次の Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \quad (2.2)$$

を磁界  $\mathbf{H}$  について解くと、



$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

が得られる。なお、ここでは媒質による影響は誘電率にのみ存在し、透磁率は媒質によらず真空の透磁率と同じ値であると仮定している。また、 $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 、 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  の関係を用いた。次に式 (2.3) 中の  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  を時間成分でフーリエ変換し、 $e^{-i\omega t}$  の成分に注目すると次式が得られる。

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

さて、電磁場は周期構造中にあるため、Bloch関数で表すことができる。そこで磁界を Bloch関数の形式で現し、さらにその周期関数部をフーリエ級数展開すると、以下のような式が得られる。

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] \mathbf{h}(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}] \end{aligned} \quad (2.5)$$

また、周期屈折率構造を考えているため、比誘電率も次のようにフーリエ級数展開できて、

$$\frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} \exp[i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}] \quad (2.6)$$

という形式で表すことができる。ここで、 $\sum_{\mathbf{G}}$  はすべての逆格子ベクトルに対する和を意味している。式 (2.5)、(2.6) を式 (2.4) に代入すると、次のように Maxwell 方程式を平面波で展開した式が得られる。

$$\nabla \times \sum_{\mathbf{G}'} V_{\mathbf{G}'} e^{i\mathbf{G}' \cdot \mathbf{r}} \nabla \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}} = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}}$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \sum_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} i(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G} + \mathbf{G}') \cdot \mathbf{r}} &= -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \\ - \sum_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}' + \mathbf{G}'') \times [(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}}] V_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G} + \mathbf{G}') \cdot \mathbf{r}} &= -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

式 (2.7) の両辺に  $\exp[-i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}]$  を掛けて Wigner-Seitz 胞内で積分し、Wigner-Seitz 胞の体積で割ると、以下のような式が得られる。

$$-\sum_{\mathbf{G}} (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{h}_{\mathbf{G}} V_{\mathbf{G}} = -\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{h}_{\mathbf{G}} \quad (2.8)$$

この式を各逆格子ベクトル  $\mathbf{G}$  に対して並べると、無限次元の固有値問題が得られ、各波数ベクトル  $\mathbf{k}$  についてこれを解くことにより、その波数をもつ電磁場の取り得る周波数  $\omega$  が求まり、バンド構造を解析することが可能となる。また、式 (2.8) 中の  $\mathbf{k}$  ベクトルを  $2\pi/a$  ( $a$ : 格子定数) で規格化した場合、固有値は  $a\omega/2\pi c$  と規格化された形式で周波数が求まる。この結果、規格化周波数に対する真の周波数は格子定数に反比例することがわかりスケール則と呼ばれる。これはバンドギャップとなる周波数はフォトニック結晶の形状が決定されているならば、格子定数を選択するだけで設計が可能であることを意味している。

## 2.2.2 球対称単位構造を持つ面心立方構造のバンド構造

先に述べたように、完全バンドギャップを持つためには、ブリルアンゾーンが球に近い面心立方構造が有望であると考えられる。最も単純な構造として、ここでは球状の基 (basis) からなる面心立方構造を考える。この構造は、電磁場をスカラー量として近似してバンド構造を解析した結果、完全バンドギャップが形成されることが予測され、実際にフォトニック結晶研究の初期においては、誘電体球、あるいは誘電体中に空気の球を形成し、それらを面心立方構造に並べた構造がマイクロ波領域で作製された [22] ところが、その後の電磁場をベクトル場として扱う平面波展開

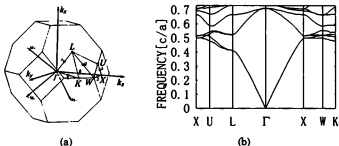


図 2.2: 誘電体中に球状の穴を面心立方構造に配列した構造の(a)ブリルアンゾーンと(b)バンド構造。W点とU点近傍でバンドが縮退しており、完全なバンドギャップが形成されていない。なお、図中の周波数は光速 $c$ と格子定数 $a$ により規格化されている。

法を用いた、より精密なバンド構造解析の結果[20]によると、図 2.2(b)に示すように、W点およびU点近傍において低周波側から2番目と3番目のバンドが縮退しており、完全なバンドギャップが形成されないことがわかった。

### 2.2.3 ダイヤモンド構造のバンド構造

上述したように、球状の基から構成された面心立方構造では、完全なバンドギャップが形成されないことが分かる。しかし、ブリルアンゾーンの形状より面心立方構造が完全バンドギャップ形成に有利であることは変わらないため、面心立方構造を保ったまま、基の形状を変化させることにより、W点およびU点近傍の縮退を解き、完全バンドギャップを形成するというアプローチが考えられる。この最初の方法として、面心立方構造の一種であるダイヤモンド構造を用いることが考案された[21]。この場合のバンド構造は図 2.3に示すように縮退が解けており、完全バンドギャップが形成されることが理論的に示される。しかし、球をダイヤモンド構造に並べるこ

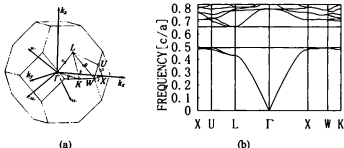


図 2.3: 誘電体球をダイヤモンド構造に並べたものの(a)ブリルアンゾーンと(b)バンド構造 W点とU点近傍の縮退が解け、完全バンドギャップが形成されている

とは非常に困難であるため、フォトニック結晶を実現するためには、より作製が容易な構造を用いる必要がある。

ここで、ダイヤモンド構造と、2.2.2 節で述べた球から構成された面心立方構造を比較すると、周期構造としては両者とも面心立方構造であるが、それを構成する基が、後者は一つの球であるが、前者は、[111]方向に隣接した2つの球から構成されている。このことから、球対称から外れた基を用いることにより、完全バンドギャップを持ち、かつ作製が容易な構造が得られることが期待できる。このような構造の例が、Yablonovite構造[23]と、次の節で述べるストライプ積層面心立方構造である。

## 2.2.4 ストライプ積層面心立方構造のバンド構造

ストライプ積層面心立方構造は、図 2.4 に示すように、ストライプ構造を交互に直交するように積層した構造である。この構造が面心立方晶系であることは次のようにして確かめられる。ストライプ構造を直交させて 2 層積層した構造を図 2.5 に示

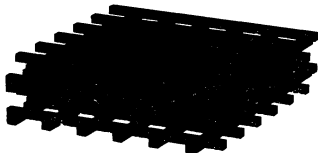


図 2.4: ストライプ積層面心立方構造の模式図 ストライプ構造を交互に直交させて積層を行う 4層積層により面心立方構造1周期に相当する

す 図中の網掛けの無い部分を格子点 (図中の黒点印) とみなすと、正方形上に並んだ格子点の中心部に格子点が入っていることから、これはまさに面心立方構造の (001) 面に相当していることがわかる

このストライプ積層面心立方構造のバンド構造を図 2.6 に示す これは、比誘電率 1 の媒質 (空気) 中に、周期  $T$ 、線幅  $T/4$ 、高さ  $1.2T/4$  の比誘電率 10.95 の媒質 (GaAs) からなるストライプにより構成された構造を仮定している 正しい「面心立方」構造となるためには、ストライプ高さが  $a/4 = \sqrt{2}T/4$  ( $a = \sqrt{2}T$ : 格子定数) となる必要があるが、計算に用いた構造はこれよりも高さが低いので、厳密には面心立方構造から若干異なっている そのため、面心立方構造に比べて対称性が低下し、図 2.6(a) に示すように、面心立方構造では同じ特異点であった点、例えば X 点の場合、X と X' というように異なる点に別れている なお、周波数は  $c/a$  ( $c$ : 光速) で

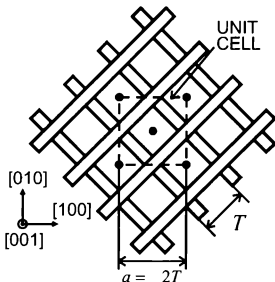


図 2.5: ストライプ構造を直交させて2層積層した構造を上から見た図。周期  $T$  のストライプからなる構造は、格子定数  $a = \sqrt{2}T$  の面心立方構造 (001) 面に相当する。

規格化している。この構造の場合、図より規格化周波数 0.54 から 0.64 の範囲で完全バンドギャップが形成されていることがわかる。

このストライプ積層面心立方構造は、E. Özbay<sup>1)</sup>によりマイクロ波領域において作製され、バンドギャップに起因する減衰が確認されている[24]。しかしながら、Özbay<sup>1)</sup>は、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 製のロッドを1本ずつ組み合わせて積層を行うことにより図 2.4 の構造を作製しており、波長の短い光波領域に適用することは困難である。そこで、

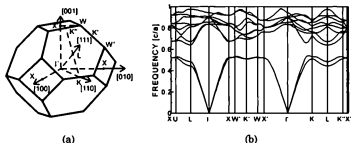


図 2.6: ストライプ積層構造の (a) ブリルアンゾーンと (b) バンド構造。規格化周波数 0.54 から 0.64 の範囲で完全バンドギャップを形成していることがわかる。周期  $T$ 、線幅  $T/4$ 、高さ  $1.2T/4$  のストライプを積層した構造を仮定し、周波数は光速  $c$  と格子定数  $a = \sqrt{2}T$  により規格化されている。

本研究では、このストライプ積層面心立方構造を光波長域で実現するべく、次に述べる新しいフォトニック結晶実現法を考案した。

## 2.3 光波長域3次元フォトニック結晶実現法

本研究では光の波長域で完全バンドギャップを持つフォトニック結晶を実現するために、先に述べたストライプ積層面心立方構造の実現法を確立することを目的とする。そのために、本研究では、ウエハ融着、光回折利用精密位置合わせ法などの独自のマイクロマシーニング技術を用いて、ストライプ構造を積層するという新しいフォトニック結晶実現法を提案した。実現法の模式図を図 2.7 に、その説明を以下に示す。

- (i) フォトニック結晶形成層およびエッチング停止層のエピタキシャル成長

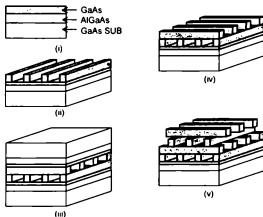


図 2.7: フォトニック結晶実現法 (i) エピタキシャル成長、(ii) 2次元基本構造の形成、(iii) ウエハ融着、(iv) 選択エッチング、(v) 手順 (iii)、(iv) の繰り返しにより3次元周期構造を形成 図は、GaAs系材料を用いてストライプ積層面心立方構造を作製する様子を示す この場合、空気とGaAsの屈折率差が1:3.3と大きいので (v) の繰り返しは 2~3回程度で十分と考えられる

- (ii) フォトニック結晶形成層上に反応性イオンエッチング (Reactive ion etching: RIE) などの半導体微細加工技術により2次元基本構造を形成
- (iii) 手順 (ii) で得られたウエハを、2次元基本構造どうしが接触するように重ね合わせ、ウエハ融着技術を用いて一体化
- (iv) 選択エッチングにより、成長基板およびエッチング停止層を除去。



- (v) 手順 (iii)、(iv) を繰り返すことにより3次元周期構造を形成。半導体と空気の屈折率差が大きいと、この繰り返し回数は2~3回程度で十分であると考えられる。

本研究では2次元基本構造としてストライプ構造を用いたが、これを他の構造に変更、あるいは積層順序を変更することにより、面心立方構造以外の種々の3次元周期構造が実現可能である。面心立方構造を作製する場合は、(iii) のウエハ融着時にはストライプ構造が直交するように積層する必要があり、さらに (v) のウエハ融着の繰り返し時には、図 2.7(v) に示すように、隣接して相平行するストライプ構造が、その周期の  $1/2$  だけずれるように位置合わせを行う必要がある。この積層時の位置合わせに関しては第3章で詳述する。

また、本研究では材料系としてGaAs系を用いている。この理由としては、

- (1) 本研究で作製を行った波長域 ( $5\sim 10\ \mu\text{m}$  帯) において、屈折率が 3.3 と大きいこと。
- (2) GaAs/AlGaAs 系は選択比の高いエッチングが可能であること。
- (3) ウエハ融着が可能であること。
- (4) III/V 属半導体であるため、発光材料との相性が良いこと。

などが挙げられる。また、GaAs 系以外にも、これらの条件を満たせば、他の材料系、例えば InP などにもこの実現法を適用できる。

本研究で提案する実現法は先に述べた以下の条件を満たす。

- (1) 完全なバンドギャップを形成する構造の作製が可能。
- (2) 結晶欠陥の導入が可能。
- (3) 発光層の埋め込みが可能。
- (4) 電流注入が可能。

(1)に関しては、2.2.4 節で述べたように、ストライプ積層面心立方構造のバンド構造が完全バンドギャップを有することが理論計算により示されている。(2)に関しては、ストライプ構造中に任意の欠陥パターンを人為的に設けることにより容易に実現可能である。(3)に関しては、量子井戸などを持った層の積層を行うことにより、任意の位置に発光部を埋め込むことが可能である。更にウエハ融着界面には電気伝導性 [25] があることから、(4) の電流注入も実現可能である。特に、(2)～(4) については、1 次元、2 次元回折格子をウエハ融着により作り込んだ DFB レーザの発振が既に実現されており [26]、実験的にもこのようなことが可能であることが示されている。

## 2.4 フォトニック結晶実現のための要素技術

2.3節で述べたように、本研究で提案する実現法は、2次元基本構造の形成、ウエハ融着、選択エッチングなどの半導体微細加工技術を必要とする。ここでは、必要とされる各プロセスの条件を検討した結果について述べる。

### 2.4.1 2次元基本構造の形成

本研究では、2次元基本構造の形成を以下のような手順で行った。

1. プラズマ援用化学気相堆積法(プラズマCVD)により、SiN<sub>x</sub>膜の形成
2. フォトリソグラフィーによるストライプパタンの形成
3. RIEによりストライプパタンをSiN<sub>x</sub>膜に転写した後、フォトレジストの除去
4. RIEによりGaAsフォトニック結晶形成層にストライプパタンを転写
5. RIEによるSiN<sub>x</sub>膜の除去

上記プロセス中で、SiN<sub>x</sub>膜に一旦パタンを転写するのは次のような理由による。RIEは反応室内に導入したエッチングガスを高周波放電によりプラズマ化し、生じた中性ラジカルの試料表面での化学反応により主なエッチング作用が行われる。

この際、副作用としてプラズマ中に生じるイオン衝撃により電極間方向に反応促進効果が生じ、ウェットエッチングに比べて異方性の高いエッチングを得ることができる。しかしながら、このイオン衝撃により、特に長時間のエッチングを行う際にはフォトレジストにダメージが生じ、エッチングハタンの劣化をもたらす可能性がある。これを避けるために、比較的ダメージに強い  $\text{SiN}_x$  膜をマスクとして用いている。

GaAs系のエッチングガスとしては、炭化水素系ガスや塩素系ガスがよく使用されるが、環境面への影響を考慮して毒性の低い炭化水素系ガスである  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  混合ガスを用いた。このガスを使用する場合、エッチングと共に副生成物として炭化水素系高分子が生じる。この高分子は、生成量が適度であれば電極間方向に堆積したものはイオン衝撃により除去されるが、それ以外の方向には堆積したまま残留ラジカルによるエッチングを妨げ異方性を向上させるという側壁保護効果[27]をもたらす。しかし、その生成が過剰であるとイオン衝撃による高分子膜除去が不完全になり、エッチングが不均一になる可能性がある。そのため平滑なエッチングを得るためには、 $\text{CH}_4/\text{H}_2$  混合ガスの組成比を最適化することにより、高分子膜の生成を制御する必要がある。

垂直製がよく、かつエッチング面の平坦性がよいエッチング条件を見出すに当たり、 $\text{CH}_4$ 、 $\text{H}_2$ の流量を各々 19.5 sccm, 50 sccm とし、高周波電力 100 W、圧力 150 mTorr という条件から実験を開始した。RIEにおいては、エッチング条件は装置により大きく依存するのであるが、今回は最初の条件として、メタン組成が 28% の時にエッチング速度が最高となるという報告[28]を元に上記の条件を決定したところが、この条件でのエッチング結果は図 2.8に示すようになり、針状の残留物が存在していることがわかった。この原因としては、メタン組成が高いために、有機高分子が大量に生成され、エッチングを妨げていると考えられる。

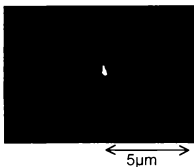


図 2.8:  $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 19.5 \text{ sccm} / 50 \text{ sccm}$  の時のエッチング表面 針状の残留物が生じている

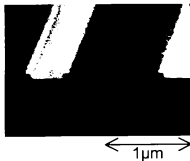


図 2.9:  $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 7 \text{ sccm} / 48 \text{ sccm}$  の場合のエッチング表面 図 2.8 の場合と比較して、非常に平滑なエッチングが達成されていることがわかる

そこで、メタン組成と反応ガスの全圧を下げ、CH<sub>4</sub> 流量 7 sccm、H<sub>2</sub> 流量 48 sccm、電力 150 W、圧力 100 mTorr の条件でエッチングを行ったところ、図 2.9 に示すように平滑なエッチングが得られることが見出された。この時のエッチングレートは 36 nm/min であった。

## 2.4.2 ウエハ融着

本研究で2次元基本構造の積層はウエハ融着という手法を用いて行っている。これは、SOI (Silicon on insulator) 基板の作製や、レーザ等の発光素子を電子回路に一体化するなど、主にエピタキシャル成長では実現不可能である様な材料間の、良好なヘテロ接合を得るために用いられてきた[29]。本研究では、加工したものどうしても一体化できるというこれまでに無いウエハ融着の新たな可能性に着目し、フォトニック結晶作製に応用することとした。

通常の III-V 族半導体のウエハ融着は、前処理としてバフファ HF による酸化膜除去の後、すぐに融着を行う面どうしを重ね合わせ、水素雰囲気中で加熱を行うことにより融着・一体化を行っている[30]。しかし、本研究においては前処理と加熱処理の間に、第3章で述べる精密アライメントの過程が入るため、その間に生じる自然酸化等により表面が変質し、良好なウエハ融着が得られないことが懸念される。

表 2.1: 一般的な融着プロセスと本研究で行ったプロセスの比較

| 本研究でのウエハ融着                            | 一般的なウエハ融着              |
|---------------------------------------|------------------------|
| バフファ HF (酸化膜除去)<br>有機アルカリ (安定親水性表面形成) | バフファ HF (酸化膜除去)        |
| 精密位置合わせ                               | すぐに重ね合わせて<br>水素雰囲気中で加熱 |
| 室温での一体化                               |                        |
| 水素雰囲気中で加熱                             |                        |

これを解決するためには、アライメントの最中にも劣化しない安定な表面を形成する必要がある。そこで本研究ではバッファ HF による酸化膜除去の後、有機アルカリ溶液で 1 時間の浸漬処理を行った。その結果、バッファ HF 処理後の GaAs 清浄表面は疎水性であるにも関わらず親水性表面が得られ、数時間放置しても安定な親水性表面が維持されることがわかった。さらに、この親水性表面の状態の時は、親水表面どうしを重ね合わせて荷重をかけると室温の状態では一体化することを見出した。この室温状態での接合は、イソプロピルアルコールに浸漬することにより、剥離することができる程度の弱い強度である。このため、位置合わせ直後に一旦室温のまま一体化し、その後位置合わせの検査を行い、仮に誤差があった場合には、再度、融着前処理からプロセスを再試行できるため、歩留まりの向上が期待できる。

次に、室温で一体化した状態では、接合強度が弱いため、水素雰囲気中で加熱し、強固な融着を得る必要がある。加熱には赤外線ランプ加熱炉を用い、水素雰囲気中で、図 2.10 に示すような温度シーケンスにより、最高温度 700°C、30 分間の加熱を行う。

GaAs 基板上に GaAs (1.5  $\mu\text{m}$ ) /  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  (2.0  $\mu\text{m}$ ) をエピタキシャル成長した試料に、図 2.11 に示すようなハタンを形成し、上記の条件による前処理と加熱処理を行いウエハ融着と次節で述べる選択エッチングを行った。その結果は図 2.12 に示すように一部に穴が空いたり融着面が浮き上がるといった現象が生じた。

この原因は次のように考えられる。通常、疎水性表面の GaAs が有機アルカリ溶液での処理により安定な親水性表面を得ていることから、その表面は OH 基などの親水性基により終端されており、室温状態においてはこの親水性基どうしの水素結合により接合していると考えられる。水素雰囲気中で加熱を行うことにより、水素

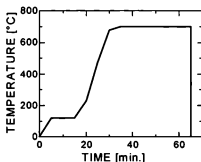


図 2.10: ウエハ融着の温度シーケンス

結合による接合が共有結合による強固な接合に変わると考えられるが、この際に OH 基が分解・気化し融着界面に蓄積するため、選択エッチングを行った後に、厚さ  $1.5\ \mu\text{m}$  という薄い GaAs 層のみが残った場合、圧力に耐え切れず図のように浮き上がりや穴が開いたりするものと考えられる。このような現象は、フォトニック結晶内部の周期構造を乱すものであり、予期せぬ結晶欠陥としてフォトニックバンド構造に悪影響を与える可能性がある。

このような現象を避けるためには OH 基の分解・気化を抑制する、あるいは発生したガスを外部に放出するという必要がある。そこで本研究では図 2.13 に示すように試料の端までストライプ構造を形成し、発生したガスを外部に放出できるようにした。このような構造を形成した試料を用いて、同様にウエハ融着・選択エッチングによる基板除去を行ったところ、図 2.14 に示すように、良好なウエハ融着が実現可能となった。

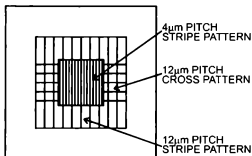
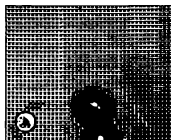


図 2.11: ウエハ融着実験に用いたパターン 中心部の4  $\mu\text{m}$ ピッチストライプの周囲に、12  $\mu\text{m}$ ピッチのストライプパターンと格子パターンが設けられている このパターンに関しては第 4 章で説明する



(a)

(b)

図 2.12: 親水化処理をした後に、ウエハ融着・基板剥離を行った様子。一部穴の開いた領域や、融着が不完全で浮き上がった領域が見られる。



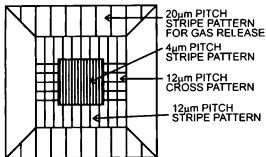


図 2.13: ウエハ融着時にOH基の分解・気化により生じるガスを外部に放出できる  
ようにしたハタン。図 2.11 に示したハタンの周間に、試料の外部に通じる、  
20  $\mu$ m ピッチのストライプパターンを形成。

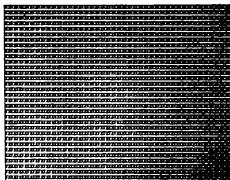


図 2.14: 図 2.13 のマスクパターンを用いて作製した試料に対してウエハ融着・基板  
剥離を行った後の表面状態。良好なウエハ融着が実現可能となった。

### 2.4.3 エピタキシャル基板の選択エッチングによる除去

本研究では、フォトニック結晶形成層として GaAs、エッチング停止層として  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  を用いる。この材料系においては、一般的に  $\text{NH}_4\text{OH}$  と  $\text{H}_2\text{O}_2$  の混合溶液により GaAs のみを、HF や HCl 等により AlGaAs のみを選択的に溶解できることが知られている[31]。しかしながら、 $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 20$  で GaAs をエッチング後、フッ酸緩衝溶液 ( $\text{HF} : \text{NH}_4\text{F} = 1 : 6$  混合溶液) により  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  層をエッチングしたところ、表面に図 2.15 に示すような残留物が見られた。この現象は、フッ酸緩衝溶液の代わりに HCl を用いても同様に生じた。

この原因は以下のように考えられる。まず GaAs のエッチングは、 $\text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$  混合液中の  $\text{H}_2\text{O}_2$  が GaAs を酸化し、 $\text{NH}_4\text{OH}$  が酸化された GaAs を溶解することにより進行する。GaAs のエッチングが終了し、AlGaAs 層に達すると、



図 2.15:  $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 20$  混合溶液により GaAs 基板を除去した後、フッ酸緩衝溶液により  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  層をエッチングした後の表面。残留物が残り良好なエッチングが得られていないことがわかる。

GaAs エッチングの時と同様に  $\text{H}_2\text{O}_2$  により AlGaAs が酸化されるが、酸化された AlGaAs は安定であるため、 $\text{NH}_4\text{OH}$  ではほとんどエッチングされずエッチングが停止する。この後、引き続いてフッ酸緩衝溶液により AlGaAs 層のエッチングを行うのであるが、GaAs エッチング時に酸化された AlGaAs 層はフッ酸緩衝溶液に対しても安定であるため、酸化の進んだ部分はエッチングされず、図 2.15 に示すような残留物が生じると考えられる。

上記の仮説が正しければ、酸化された AlGaAs を除去した後、フッ酸緩衝溶液を用いてエッチングを行えばよいと考えられる。そこで、AlGaAs 酸化層を除去するために、一旦 RIE でエッチングを行い、引き続きフッ酸緩衝溶液によりエッチングを行うこととした。RIE の条件としては、GaAs のエッチング条件と同じく、 $\text{CH}_4$  流量

—

図 2.16:  $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 20$  混合溶液により GaAs 基板を除去後、RIE により AlGaAs 酸化膜を除去し、その後、フッ酸緩衝溶液により  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  層をエッチングした後の表面。図 2.15 と比較して、残留物の無い良好なエッチングが得られた。

7.0 sccm,  $H_2$  流量 48.0 sccm, 圧力 100 mTorr, 電力 150 W を採用した。この条件下で15分間エッチングを行い、引き続きフッ酸緩衝溶液によりエッチングを行ったところ、図 2.16 に示すような平滑な表面が得られた。

## 2.5 まとめ

本章では、まず完全なバンドギャップを形成する構造の検討を行った。バンドギャップ形成に必要な条件として、ブリルアンゾーンが球に近いということを挙げ、面心立方晶系が有利であることを述べた。球状の基からなる面心立方構造では、一部バンドギャップの縮退が生じるために、完全バンドギャップが形成されないことを示し、この縮退を解くためには、ダイヤモンド構造やストライプ積層面心立方構造など、球対称でない基を用いて面心立方構造を構成すればよいことを述べた。

次に、完全バンドギャップを持つ構造の中から、ストライプ積層面心立方構造を選択し、それを実現するために、ウエハ融着・光回折精密位置合わせ法といった独自のマイクロマシニング技術を用いて、空気/半導体回折格子を積層し、3次元周期構造を形成するという方法を提案した。また、この実現法の特長として、1. 完全バンドギャップを有する構造が作製可能、2. 欠陥の埋め込みが容易、3. 発光層の埋め込みが容易、4. 電流注入が可能という、デバイス応用に必要な4条件を全て満たし得ることを示した。

続いて、この実現法を実際に行うために必要な各プロセスの最適化に関して述べた。まず、2次元基本構造の形成においては、GaAs を  $CH_4/H_2$  系エッチングガスを用いた RIE によって加工する際、 $CH_4$  の組成比を大きくすると、平滑なエッチングが得られないことを明らかにし、組成比を調整することにより最適なエッチング条件を見出した。次に、ウエハ融着に関しては、フッ酸緩衝溶液による酸化膜除去の後、有機アルカリ系水溶液で処理するという独自のウエハ処理法を開発し、通

常疎水性表面を持つ GaAs に対して安定な親水性表面を実現した。この親水性表面により、室温状態でのウエハ一体化が可能となった。また、親水化処理した GaAs ウエハを加熱融着する際、親水基の分解・気化により生じるガスにより融着が不完全になる場合があることを見出したが、そのガスをウエハの外部に放出するためのストライプを形成することにより良好なウエハ融着を得ることに成功した。最後に、エピタキシャル基板の選択エッチングにおいて、 $\text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$  混合溶液による GaAs 選択エッチングを行うと、エッチング停止層に用いた AlGaAs 層が酸化され、続くフッ酸緩衝溶液による AlGaAs 層除去が困難になることを示した。これを避けるため、一旦酸化された AlGaAs 層を RIE で除去し、その後フッ酸緩衝溶液によるエッチングを行うことにより平滑な選択エッチングが得られることを見出した。

## 2.6 参考文献

- [1] 野田 進、電子情報通信学会誌、82, pp. 232-241, 1999.
- [2] 野田 進、応用物理、68, pp. 426-427, 1999.
- [3] D. L. Bullock, C. C. Shih and R. S. Margulies, J. Opt. Soc. Am. B, 10, pp. 399-403, Feb. 1993.
- [4] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden and M. J. Bloemer, J. Appl. Phys. 76, pp. 2023-2026, Aug. 1994.
- [5] H. Hirayama, T. Hamano and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 69, pp. 791-793, Aug. 1996.
- [6] P. Tran, Opt. Lett. 21, pp. 1138-1140, Aug. 1996.
- [7] M. Scalora, R. J. Flynn, S. B. Reinhardt, R. L. Fork, M. J. Bloemer, M. D. Tocci, C. M. Bowden, H. S. Ledbetter, J. M. Bendickson, J. P. Dowling and R. P. Leavitt, Phys. Rev. E, 54, pp. R1078-R1081, Aug. 1996.
- [8] K. Sakoda and K. Ohtaka, Phys. Rev. B, 54, pp. 5742-5749, Aug. 1996.
- [9] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett., 77, pp. 3787-3790, Oct. 1996.
- [10] J. C. Chen, H. A. Haus, Shanhui Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, J. Lightwave Technol. 14, pp. 2575-2580, Nov. 1996.
- [11] Shawn-Yu Lin, V. M. Hietala, Li Wang and E. D. Jones, Opt. Lett. 21, pp. 1771-1773, Nov. 1996.
- [12] S. John and T. Quang, Phys. Rev. A, 54, pp. 4479-4488, Nov. 1996.

- [13] J. Martorell, R. Vilaseca and R. Corbalan, *Appl. Phys. Lett.* 70, pp. 702-704, Feb. 1997.
- [14] S. John and Tran Quang, *Phys. Rev. Lett.* 78, pp. 1888-1891, March 1997.
- [15] F. Shanhui, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos and H. A. Haus, *Phys. Rev. Lett.*, 80, pp. 960-963, Feb. 1998.
- [16] T. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and J. P. de Sandro, *J. Opt. Soc. Am. A*, 15, pp. 748-752, March 1998.
- [17] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi and T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, *Phys. Rev. B*, 58, pp. R10 096-R10 099, Oct. 1998.
- [18] S. Noda, N. Yamamoto and A. Sasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35, pp. L909-L912, July 1996.
- [19] N. Yamamoto, S. Noda and A. Sasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, pp. 1907-1911, March 1997.
- [20] K. M. Leung and Y. F. Liu, *Phys. Rev. Lett.* 65, pp. 2646-2649, Nov. 1990.
- [21] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.* 65, pp. 3152-3155, Dec. 1990.
- [22] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.* 63, pp. 1950-1953, Oct. 1989.
- [23] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, *Phys. Rev. Lett.* 67, pp. 2295-2298, Oct. 1991.
- [24] E. Özbay, E. Michel, G. Tuttle, R. Biswas, M. Sigalas and K. -M. Ho, *Appl. Phys. Lett.* 64, pp. 2059-61, April 1994.

- [25] M. Imada, T. Ishibashi and S. Noda, Jpn. J. Appl. Phys. 37, pp.1400-1404, 1998.
- [26] M. Imada, S. Noda, A. Sasaki, H. Kobayashi and G. Sasaki, IEEE Photonics Technol. Lett. 9, pp. 419-421, 1997.
- [27] 徳山 穰,「半導体ドライエッチング技術」、産業図書, 1992.
- [28] G. Franz, J. Electrochem. Soc., 137, p. 2896 (1990).
- [29] C. E. Bleil and J. R. Troxell, Energy Beam-Solid Interactions and Transient Thermal Processing/1984 Symposium, pp. 687-92, Nov. 1984.
- [30] C. L. Chua, C. H. Lin, Z. H. Zhu, Y. H. Lo, M. Hong, J. P. Mannaerts and R. Bhat, IEEE Photonics Technol. Lett. 6, pp. 1400-1402, Dec. 1994.
- [31] K. Sangwal, Etching of Crystals theory, experiment, and application, North-Holland Physics Publishing, 1987.





## 第3章 光回折高精度位置合わせ装置の開発と位置合わせ実験

### 3.1 序

光波長域における3次元フォトニック結晶の実現法としては、現在、自己形成的に作製する方法[1-3]と、マイクロマシニング技術を用いて作製する方法[4-7]とに大別することができる。前者は比較的容易に3次元周期構造の作製ができる反面、構造の自由度が低く、完全バンドギャップを持つ構造が得難いという欠点がある。後者はその逆に、作製に多少の困難を伴うものの、構造の自由度が高く、完全バンドギャップを持つ構造の作製が可能である。本研究で行うフォトニック結晶実現法は、後者のマイクロマシニング技術を用いる方法に分類される。具体的には、第2章で述べたように、光波長域での新しいフォトニック結晶実現法として、ウエハ融着により、2次元基本構造を積層し、3次元構造を得るものである。この方法を実際に行うために必要な基礎技術のうち、2次元基本構造形成、ウエハ融着、選択エッチングの最適化に関しては第2章で述べた通りである。しかしながら、これらの技術だけでは、2次元基本構造の無秩序な積層しか行えないため、完全バンドギャップを持つ構造を実現するためには、さらに積層時の精密位置合わせが必要となる。

本章の構成としては、まず3.2節で面心立方構造を形成するために、どのような位置合わせが要求されるかに関して述べる。続いて、3.3節で光回折を用いた位

位置合わせ法の定性的な原理を説明し、その理論的な解析を行った後、基礎実験を行い本方法による位置合わせの可能性を示す。その後、3.4 節で本研究により開発した位置合わせ装置と実際に行った位置合わせ実験結果に関して述べ、3.5 節で位置合わせ誤差のフォトリソグラフィギャップに与える影響について論じる。続いて、3.6 節において、位置合わせ精度に関する考察を行い、最後にまとめとする。

## 3.2 面心立方構造形成の条件

本研究においては、ストライプ構造を積層した面心立方構造の実現を目的とする。第 2 章で述べた通り、ストライプ構造を直交させて 2 層積層した構造は面心立方構造の (001) 面に相当する。面心立方構造においては、(001) 面とそれに隣接する (002) 面は、 $[100]$  方向に  $a/2$  ( $a$ : 格子定数) だけ移動している。図 2.5 からわかるように、ストライプは  $[110]$ 、 $[1\bar{1}0]$  方向に並んでいる。そこで、移動量を各ストライプに平行な方向に分解すると、それぞれ  $a/2\sqrt{2} = T/2$  ( $T$ : ストライプ周期) であり、図 3.1 に示すように (002) 面を構成する第 3、4 層目のストライプ構造は、第 1、2 層目に対して、ストライプ周期の  $1/2$  だけずらして積層を行う必要があることがわかる。

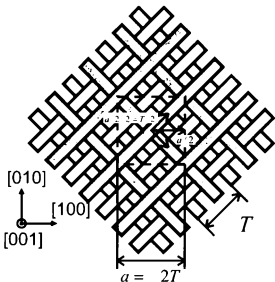


図 3.1: ストライプ積層面心立方構造を上から見た図。下(白抜き)の2層のストライプに対して上(網掛け)の2層のストライプが、ストライプ周期 $T$ の $1/2$ だけずれている様子を示している。

### 3.3 光回折を用いた位置合わせ法の提案

上述のように、隣接するストライプ構造をストライプ周期の  $1/2$  だけずらして積層する必要があることを述べた。このストライプ周期は、波長  $10\ \mu\text{m}$  帯フォトニック結晶においては  $1.4\ \mu\text{m}$ 、波長  $1.55\ \mu\text{m}$  帯フォトニック結晶では約  $0.7\ \mu\text{m}$  と小さく、これらの波長域でフォトニック結晶を実現するためには、サブミクロン単位の精度で

の位置合わせが要求される。そこで、以下に述べるような、フォトニック結晶形成のためのストライプが回折格子として機能することに注目した位置合わせ法を考案した。

### 3.3.1 原理

本章で提案する、光回折を用いた位置合わせ法の概念図を図 3.2 に示す。先に述べたように、本来なら各々直交するストライプについて、すなわち、2方向に対して位置合わせを行う必要があるが、これらは独立して位置合わせを行うことができるため、ここでは簡単のため 1 方向の位置合わせのみを取り扱うことにする。まず図 3.2(a) の様に、これから位置合わせを行うストライプ間の相対位置が 0、すなわち、ちょうど両者が重なる様な状態を考える。この 2 枚のストライプを一体のものとも

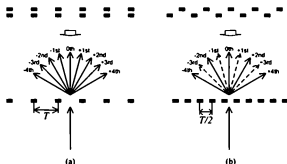


図 3.2: ストライプからの回折光を用いた位置合わせ法の原理 (a) 上下のストライプのずれが無い場合。周期  $T$  のストライプとみなせる。(b) 上下のストライプが周期の  $1/2$  だけずれている場合。周期  $T/2$  のストライプとみなせ、(a) において存在していた奇数次の回折光が禁制となり消える。

なすと、周期  $T$  のストライプ 1枚とみなすことができる。この時、回折角とストライプ周期、入射光波長の間には  $\sin \theta = \frac{n\lambda}{T}$ , ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) の関係が成立する。次に、図 3.2(b) のように、ストライプ間の相対位置が  $T/2$  となる状態を考える。先ほどと同様に、この状態の 2枚のストライプを一体のものとみなすと周期  $T/2$  のストライプ 1枚とみなすことが可能である。この時の回折角、ストライプ周期の関係は  $\sin \theta = \frac{2n\lambda}{T}$ , ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) となることから、図 3.2 の状態における回折光のうち、偶数次のもののみ残り、奇数次のものは現れないことがわかる。このように、奇数次の回折光が現れなくなる条件を探すことにより、目的の位置合わせが達成できると考えられる

### 3.3.2 解析

解析モデルとして図 3.3 に示すような、2枚の回折格子 1, 2 から成るモデルを考える。ここでは簡単のため、回折格子 1 および 2 によって回折された光のみを取り扱い、各回折格子間の多重反射や、回折格子 1 で回折され、さらに回折格子 2 で回折されるような多重回折の効果に関しては取り入れないこととする。まず、周期  $T$  の回折格子 1 により、 $\theta$  方向に回折された波数  $k$  の光の電界は次のように表すことができる

$$E_1(\theta) = E_0 \sum_{n=-N}^N e^{in\lambda \sin \theta} \quad (3.1)$$

ここでは  $-NT$  から  $NT$  の範囲に光が入射している条件を考えている。次に、回折格子 1 との距離が  $d$ 、相対位置が  $r$  であるような回折格子 2 を考える。回折格子 1 による回折光 a とそれに隣接する回折格子 2 による回折光 b の間の光路差は

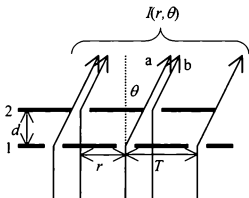


図 3.3: 4層積層構造に対する相対位置 $r$ の時の角度 $\theta$ 方向の回折光強度 $I$ を求める計算モデル。簡単のため紙面に垂直方向に並ぶストライプは無視している。ここで、 $T$ :ストライプ周期、 $r$ :相対位置、 $d$ :ストライプ間の距離、 $\theta$ :回折角。回折格子1および2にのみ回折された光を考えている。

$$\begin{aligned}
 \Delta L &= d + (r + d \tan \theta) \sin \theta - \frac{d}{\cos \theta} \\
 &= r \sin \theta + d \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos \theta} \right) \\
 &= r \sin \theta + d(1 - \cos \theta)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

である。これより回折格子 2 により回折された光の振幅  $E_2(r, \theta)$  は、回折格子 1 により回折された光に比べて  $e^{i\Delta L}$  だけ、位相がずれることになるので、

$$E_2(r, \theta) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{inl \sin \theta} e^{i[r \sin \theta + d(1 - \cos \theta)]n} \tag{3.3}$$

となる。両者を合わせた回折光強度は、

$$\begin{aligned}
I(r, \theta) &= |E_1(r) + E_2(r, \theta)|^2 \\
&= \left| E_0 \sum_{n=-N}^N e^{-i n \sin \theta} \right|^2 \left| 1 + e^{-i [r \sin \theta + d(1 - \cos \theta)]} \right|^2 \\
&= I_0(\theta) \{ 1 + \cos k [r \sin \theta + d(1 - \cos \theta)] \} \quad (3.4)
\end{aligned}$$

となる。これより、回折光強度は相対位置  $r$  に応じて正弦関数的に変化し、その周期は回折角  $\theta$ 、つまり回折光の次数に依存することがわかる。

式 (3.4) から、回折角度に対する回折光強度を様々な相対位置に対して計算した結果が図 3.4 である。図より、 $\pm n$  次回折光強度は、相対位置がストライプ周期分変化する間に、 $n$  回強度が変化することがわかる。特に相対位置が  $r = T/2$  のところでは、奇数次の回折光強度が弱くなっており、3.3.1 節で述べた定性的な原理と合致する。ただし、回折光強度の変化は +側と -側とで非対称に変化している。

そこで、各ピークにおける回折光強度変化について、より詳細な解析を行う。 $n$  次の回折条件は

$$T \sin \theta = \frac{2n\pi}{k} \quad (3.5)$$

であるから、式 (3.4) から  $\theta$  の項を消去することにより、 $n$  次回折光の回折光強度は次のように求まる。

$$I_n(r) = I_0 \left\{ 1 + \cos \left( 2n\pi \frac{r}{T} + d \frac{kT - \sqrt{k^2 T^2 - 4n^2 \pi^2}}{T} \right) \right\} \quad (3.6)$$

式 (3.6) の  $\cos$  関数中の  $2n\pi \frac{r}{T}$  の項の存在により、振動の周期は  $T/n$ 、つまり相対位置がストライプ周期分変化する間に、 $n$  次回折光強度は  $n$  回振動することが示された。また、 $d \frac{kT - \sqrt{k^2 T^2 - 4n^2 \pi^2}}{T}$  の項の存在により、奇数時の回折光強度が最弱となる相対位置が、 $r = T/2$  (ストライプ周期の  $1/2$  だけずれた位置) ではな



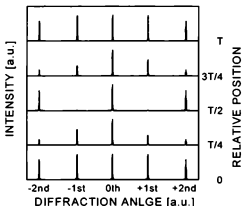


図 3.4: 図 3.3 に示した計算モデルを用いて、 $\theta$  方向の回折光強度を、各相対位置に対して行った計算結果。計算は周期  $T$  に対して回折光波長  $0.245T$ 、ストライプ間の距離  $0.3T$  として行った

いことがわかる。これは2枚のストライプが距離  $d$  だけ離れて存在しているため、回折方向からこれら2枚のストライプを見たときに相対位置がずれて見えることが原因している。

ここで、+1次と-1次回折光について、相対位置に対する強度変化をプロットしたものが図 3.5である。図中、実線が+1次、破線が-1次回折光の強度変化を示している。図より、 $r = T/2$  の位置における $\pm 1$ 次回折光強度は、3.3.1節で述べたように最弱になってはいない。しかしながら、+1次と-1次の回折光強度は $r = T/2$  の位置を中心として対称に変化しており、 $\pm 1$ 次回折光強度が極小となる近傍で、

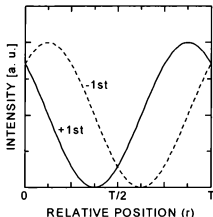


図 3.5: 相対位置に対する +1 次(実線)、-1 次(破線)回折光の強度変化。ストライフ間距離は  $d = T$ 、入射光波長は  $\lambda = 0.245T$  としている。各回折光強度が極小となる位置の midpoint が  $T/2$  となり、位置合わせが達成できる。

回折光強度のバランスを取る、あるいは、+1 次、-1 次回折光がそれぞれ極小となる相対位置を探し、その midpoint を取ることで知ることができる。

### 3.3.3 基礎実験

前項では、2 枚のストライフ間の相対位置により回折光強度が変化することを理論的に示した。続いて実験的にこれを確認するため、線幅  $12.5 \mu\text{m}$ 、周期  $15.5 \mu\text{m}$ 、高さ  $1.2 \mu\text{m}$  のストライフ構造を表面に形成した GaAs 基板を 2 枚用いて、それらの間の相対位置に対する回折光強度の変化を観察した。測定系は、図 3.6 に示すように Ar<sup>+</sup> レーザ励起 Ti:Sapphire レーザを光源として、XYZ ステア

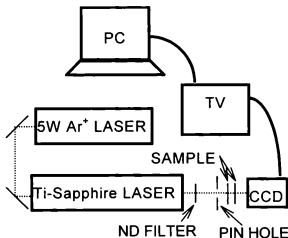


図 3.6: 回折実験の測定系。Ar<sup>+</sup> レーザ励起 Ti-Sapphire レーザを光源として用い、試料から回折された光を CCD カメラによって受ける。

ジに固定された 2 枚の GaAs 基板から回折された光を CCD カメラで観察するようになっている。Ti-Sapphire レーザの発振波長は、GaAs に吸収されず、CCD カメラに感度のある波長ということで、 $0.9\ \mu\text{m}$  を選択した。

この装置を用いて測定した回折像の変化を図 3.7 に示す。上から順番に相対位置が  $0, 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5, 15\ \mu\text{m}$  の場合を示しており、図中の光点は左から  $-1$  次、 $0$  次、 $+1$  次回折光に対応している。図より真中の  $0$  次回折光は相対位置によってほとんど変化しないに関わらず、 $+1$  次、 $-1$  次回折光は相対位置と共に変化しており、予測された様に、相対位置がほぼストライプ周期の  $1/2$  となる  $7.5\ \mu\text{m}$  付近で強度が最弱となり、ストライプ周期にほぼ等しい  $15\ \mu\text{m}$  付近で再び強度が増している。また、 $-4$  次から  $0$  次までの回折光強度の変化を同様に相

対位置を変化させて測定したものが図 3.8 である。3 次、4 次回折光は強度が弱く変化があまりわからないが、0、1、2 次の回折光に関しては、図 3.4 に示した結果と同様な変化を示している。このことより、2 枚のストライプ間の相対位置によって、回折光強度が変化することが実験的にも確かめられ、光回折を用いた位置合わせの可能性を示すことができた。

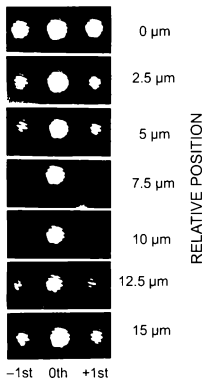


図 3.7: ストライプ間の相対位置に対する回折像の変化。試料は周期  $15.5\ \mu\text{m}$  のストライプを形成した GaAs 基板を用いた。相対位置がストライプ周期の約  $1/2$  となったところで  $\pm 1$  次回折光強度が弱くなっている。

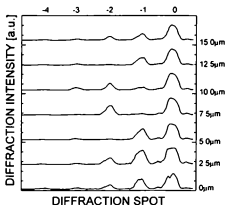


図 3.8: -4 次から 0 次までの回折光強度の相対位置による変化

### 3.4 光回折位置合わせ装置の開発

3.3 節では、光回折を用いた位置合わせに関する定性的な原理、およびその理論的・実験的検討について述べた。その結果、 $\pm 1$  次回折光の回折光強度が極小となる付近で、それぞれの回折光強度が等しくなる様にストライフ間の相対位置を調節することにより、位置合わせが実現できることを示した。ここでは、この方法に基づいて開発した位置合わせ装置と、それを用いて行った位置合わせ実験に関して述べる。

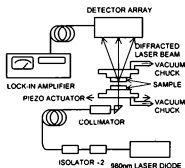
### 3.4.1 装置の概略

開発した装置の模式図を図 3.9、外観を図 3.10 に示す。本装置は Karl Suss 社製マスクアライナ MA6 を基に、位置合わせのための機能強化を行った。MA6 は、一般的な上部からの顕微鏡観察によるマスクアライメントの他に、試料下部から赤外光源を照射し、その透過像を利用した、赤外線透過アライメント (IR アライメント) と、試料下部像を CCD カメラで観察し、試料上下の両面のハタンを合わせるボトムサイドアライメント (BSA) が可能である。この、IR アライメント用赤外光源と、BSA 用 CCD カメラを固定したアーム [図 3.10(c)] が、試料下部に存在する。

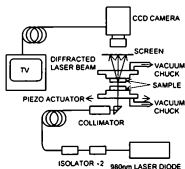
位置合わせ用光源は、発振波長 980 nm の半導体レーザから出た光を、アイソレータを通した後、980 nm 用シングルモードファイバを通して、上記のアームに固定したコリメータにより平行光線に変換し、プリズムによって試料へ垂直に入射させる。位置合わせを行う 2 枚の試料はそれぞれ Mo 製ホルダに真空吸着される。下部の試料ホルダは、XYZθ ステージに固定されており、このうち、XY (光軸と垂直な平面内の平行移動) と  $\theta$  (光軸を中心とした回転移動) は、粗動用のマイクロメータに加えて、微動用のピエゾ素子 (移動量:  $3 \mu\text{m/V}$ ) による駆動も可能となっている。

試料により回折されたレーザ光の検出には以下のような 2 通りの方法を用いることができる。(I) 図 3.9(a) に示すように、回折光を光検出器列で受け、レーザ励起用パルス電源の周波数 (1kHz) と同期したロックインアンプにより検出する方法と、(II) 図 3.9(b) に示すように、回折光をスクリーンに投射し、その回折像を CCD カメラにより観察する方法である。前者では、光軸の精密位置合わせを行わなければ、各次の回折光間の相対的な強度比較はできない。しかし、回折光強度変化を精密に求めることができるため、+1 次と -1 次回折光強度が極小となる位置をそれぞれ探して、その中点を取ることで位置合わせを行うことができる。後者では、

逆に各回折光間の相対的な強度が、回折像のコントラストにより容易にわかるため、 $+1$  次と  $-1$  次回折光強度が等しくなる位置を探すことにより位置合わせを行うことができる。



(a)



(b)

図 3.9: 開発した位置合わせ装置の模式図 (a) 回折光を光検出器、ロックインアンプで受光、(b) 回折光パターンを一旦スクリーンに受けた後、CCD カメラにより観察という 2 種の方法で位置合わせが行えるようになっている。





(a)



(b)



(c)

図 3.10: アライメント装置の外観 (a) 全体写真、(b) 主部試料ホルダ、(c) IRアライメント用赤外光源、BSA用 CCDカメラのアームに固定されたコリメータ、プリズムからなるレーザ光出射ユニット

### 3.4.2 位置合わせ実験

まず、予備実験として、3.4.1 節中で述べた (I) の方法で、相対位置が変化した場合の  $\pm 1$  次回折光強度変化の測定を行った。測定には厚さ  $400\text{ }\mu\text{m}$  の GaAs 基板に周期  $12\text{ }\mu\text{m}$ 、線幅  $4\text{ }\mu\text{m}$ 、高さ  $1.2\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造を形成した試料を用いた。この結果を図 3.11 に示す。図中実線が  $+1$  次、破線が  $-1$  次回折光強度

の変化を示している。これを見ると、理論計算結果(図 3.5)で示した正弦波的な変化に加えて、より細かい周期の変化が重畳していることがわかる。これは、3.3 節における理論計算モデルでは省略した、多重回折や、多重反射の影響しているものと考えている。また、-1 次回折光が+1 次回折光に比べて約 3 倍の強度となっているが、これは+1 次側の光軸が-1 次側に比べて若干ずれているために生じたものと考えている。しかしながら、3.4.1 節でも述べたように、+1 次および-1 次回折光強度が極小となる相対位置を各々求める方法を取れば、各回折光間の相対的な強度は位置合わせには影響しない。このように、細部では理論計算と異なるが、図 3.5 で示したように、相対位置がストライプ周期 ( $12\text{ }\mu\text{m}$ :ピエゾ電圧  $4\text{V}$ ) 変動する間に回折光強度が 1 回振動しており、この装置を用いて位置合わせが可能であることがわかった。

続いて、実際にストライプ構造の位置合わせ・ウエハ融着を行った。試料としては、周期  $4\text{ }\mu\text{m}$ 、線幅  $1\text{ }\mu\text{m}$ 、高さ  $1.2\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造を形成した GaAs を用いた。+1 次、-1 次の回折光強度がそれぞれ極小となる点の中心点を取ることで位置合わせを行い、その後ウエハ融着により一体化を行った。得られた試料の断面 SEM 像を図 3.12 に示す。図より、上部のストライプの凸部が下部のストライプの凹部の位置に対応している、すなわち、上下のストライプ間の相対位置がストライプ周期の  $1/2$  だけずれていることから、目的とする位置合わせが達成されていることがわかる。この時の位置合わせ誤差は  $100\text{ nm}$  未満であり、周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  に対して  $2.5\%$  未満という非常に高精度の位置合わせが可能となった。

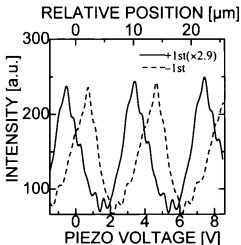


図 3.11: 周期  $12\ \mu\text{m}$  の 2 枚のストライプの相対位置を変化させた場合の、+1 次および -1 次回折光強度の変化。図 3.5 に示した理論計算結果とよい一致を示す。

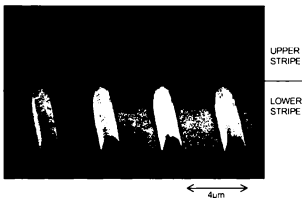


図 3.12: ストライプを形成した GaAs 基板を、光回折による位置合わせ、ウェハ融着により一体化を行ったものの断面 SEM 像。上部と下部のストライプが周期 ( $4\ \mu\text{m}$ ) の  $1/2$  だけずれて積層されていることがわかる。

### 3.5 位置ずれのフォトニックバンドに与える影響

上記のように、光回折を用いた独自の手法により、誤差  $100\ \text{nm}$  未満の高精度位置合わせを実現した。ここでは、この位置合わせ誤差がフォトニックバンド構造に与える影響について述べる。このバンド構造の解析には、スーハーセル法 [8] を用いた。この方法は、基本的には 2.2.1 節で述べた平面波展開法と同じであるが、平面波展開法では、結晶構造を単位格子 (本研究の場合は、面心立方格子) の繰り返された構造であると考えののに対し、スーハーセル法では、いくつかの単位格子の集まりを 1 つの単位 (これをスーハーセルと呼ぶ) とし、この繰り返しにより成り立つ構造であると考え。スーハーセルを考えることの利点は、構造が異なる

いくつかの単位格子からなる結晶構造を考えることができるためゆらぎや欠陥等の入った構造に対する解析が可能となることである。

ここでは、図 3.13 に示すように、周期  $T$ 、線幅  $T/4$ 、高さ  $1.2T/4$  のストライプ 1 周期  $\times$  4 層積層構造をスーパーセルとし、そのうち第 3 層目に構造ゆらぎを導入した。この構造に対するバンドギャップの上端と下端の変化を図 3.14 に、バンドギャップの規格化幅 (バンドギャップ 幅/中心周波数) の変化を図 3.15 に示す。図よりずれが大きくなるほどバンドギャップの高周波端は低周波側に変化し、低周波側は高周波側にシフトしていることがわかる。この時、高周波端の変化に比べて低周波端の変化の方が大きい、ずれが大きくなるに従いバンドギャップの中心周

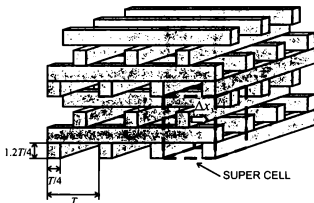


図 3.13: 位置ずれがバンド構造に与える影響を調べるために仮定した構造の模式図。周期  $T$ 、線幅  $T/4$ 、高さ  $1.2T/4$  のストライプからなり、ストライプ 1 周期を 4 層積層したものをスーパーセルとしている。そのうち第 3 層目に位置ずれを導入した。

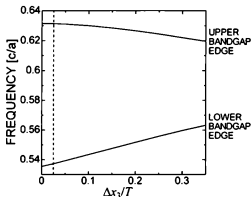


図 3.14: 位置ずれによるバンドギャップ端周波数の変化。破線はずれの量がストライプ周期に対して0.025 (ストライプ周期  $4\mu\text{m}$  に対してずれの量が  $100\text{nm}$  の場合に相当) の場合を示している。なお、周波数は光速  $c$  と格子定数  $a = \sqrt{2}T$  で規格化している。

波数は高周波側にシフトすることがわかる。また、バンドギャップ幅はずれが増大するに従い狭まっている。

本研究においては第 4 章で述べるように周期  $T = 4\mu\text{m}$  のストライプ構造を積層したフォトニック結晶の作製を行う。そこでこの構造に対して  $100\text{nm}$  の誤差が生じた場合の影響を考えてみる。このずれに相当する位置を図中に破線で記す。この場合のバンドギャップの高周波端と低周波端はそれぞれ  $0.631$ 、 $0.537$  と位置ずれの無い場合の値 ( $0.632$  と  $0.535$ ) に比べてその変動は僅かであった。また、バンドギャップ幅も  $0.161$  とずれの無い場合のバンドギャップ幅 ( $0.165$ ) に比較し

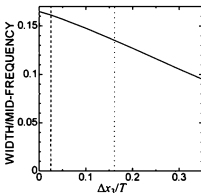


図 3.15: 位置ずれのバンドギャップ幅に与える影響。バンドギャップ幅は、バンドギャップの中心周波数で規格化している。破線は周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  のストライプを積層した構造に対して  $100\text{ nm}$  の誤差が存在する場合の位置ずれに相当し、点線は周期  $0.64\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造に対して  $100\text{ nm}$  の誤差が存在した場合の位置ずれに相当する。

て  $97.6\%$  の幅を維持しており、 $100\text{ nm}$  程度の誤差では本研究で作製した構造に対してはほとんど影響を与えないことがわかった。

バンドギャップ波長を短くするためには、積層するストライプ構造の周期を小さくする必要がある。このため同じ  $100\text{ nm}$  の積層誤差でもバンド構造にはより大きな影響を与えることになる。そこで光通信に用いられる波長  $1.55\text{ }\mu\text{m}$  帯にバンドギャップを持つ構造に対して  $100\text{ nm}$  の位置ずれが存在した場合のバンドギャップに与える影響について考える。バンドギャップの中心波長を  $1.55\text{ }\mu\text{m}$  とするためには、周期  $0.64\text{ }\mu\text{m}$  とする必要がある。この時の相対的な位置ずれは  $0.156$  となる。

これを図 3.15 に点線で示す。図よりバンドギャップ幅は位置ずれが無い場合の約 82% 程度まで減衰することがわかる。しかしながら、この状態のバンドギャップ幅をエネルギーに換算すると約 109 meV となり、室温の熱エネルギー(約 26 meV) に比べて十分大きく実用的なバンドギャップ幅を維持しているといえる

また、上述した方法以外にスーパースセルを8層としてより緻密に積層誤差の影響を調べた結果[9]からも同様に 100 nm 程度の積層後差ならば十分大きなバンドギャップが形成されることが示されている。以上のことから本研究で開発した位置合わせ装置は光通信帯のフォトニック結晶に対しても適用可能であるといえる

## 3.6 考察

ここでは、位置合わせ精度に関する考察と、バンドギャップを短波長化する際生じる位置合わせ上の問題点と、それに対する解決法に関する考察について述べる。

### 位置合わせ精度に関して

3.4 節では光回折を用いる位置合わせ法として、2 つの方法について述べた。まず最初は、それらのうち、 $\pm 1$  次回折光強度がそれぞれ極小となる位置を求め、その中間に設定することにより位置合わせを行う方法に対して位置合わせ精度に関する考察を行う。この方法の場合、位置合わせ精度は、1 次回折光強度が極小となる相対位置  $r_0$  を求める精度で決まる。

相対位置が  $r_0$  より  $\Delta r$  だけずれた位置での 1 次回折光強度は、式 (3.6) より、



$$I_1(r_0 + \Delta r) = I_1(r_0) + \left. \frac{dI_1}{dr} \right|_{r=r_0} \Delta r + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 I_1}{dr^2} \right|_{r=r_0} \Delta r^2 + \dots$$

$$\approx \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{T} \right)^2 \Delta r^2 \quad (3.7)$$

と表される。ここで、測定系の雑音強度を  $I_N$  とすると、 $I_N < \Delta I_1 = I_1(r_0 + \Delta r) - I_1(r_0)$  の条件を満たす時、初めて極小位置からのずれが識別できること考えられる。よって、識別可能な最小の位置ずれは次のように求められる

$$\Delta r = \pm \frac{T}{2\pi} \sqrt{\frac{2I_N}{I_0}} \quad (3.8)$$

ここで、ずれ  $|\Delta r|$  をストライフ周期  $T$  で規格化した値と、 $I_N/I_0$  (ノイズと回折光の最大強度との比) との関係を示したものが、図 3.16 である。この図より、ストライフ周期  $4 \mu\text{m}$  の場合、 $100 \text{ nm}$  の精度を得るためには、 $I_N/I_0 \approx 1 \times 10^{-2}$  程度の精度で信号が検出できれば十分であることがわかる。また、図よりわかるように、 $I_N/I_0$  が一定であれば、 $|\Delta r|/T$  も一定であるため、バンドギャップの短波長化(ストライフ周期が短くなる)を行っても、相対的な位置合わせ誤差は増えないことになる。

続いて、回折像を直接観察し、 $\pm 1$  次回折光強度のバランスを取る方法に対する位置合わせ精度に関する考察について述べる。この場合、像のコントラストの比較により位置合わせを行うため、定量的な誤差の見積もりは正確にはできない。ここでは、誤差の範囲を  $+1$  次と  $-1$  次回折光がそれぞれ極小となる範囲内収まっているものと仮定して議論を行う。 $\pm 1$  次回折光強度は式 (3.6) より、

$$I_{\pm 1}(r) = I_1 \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi}{T} \left( r \pm d \frac{kT - \sqrt{k^2 T^2 - 4\pi^2}}{2\pi} \right) \right] \right\} \quad (3.9)$$

で表される。この式より、回折光が極小となる相対位置は、それぞれ

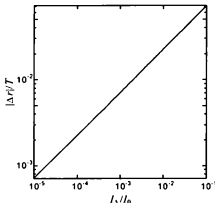


図 3.16: 回折光測定系の雑音に対する位置合わせ誤差の関係。雑音と誤差はそれぞれストライフ周期と回折光の最大強度で規格化されている

$$\pm d \frac{kT - \sqrt{k^2 T^2 - 4\pi^2}}{2\pi} \quad (3.10)$$

となる。この式よりわかるように、位置合わせ精度はストライフ周期  $T$ 、ストライフ間距離  $d$ 、回折に用いる光の波数  $k$  により決定される。本研究で作製した赤外波長域フォトニック結晶の場合、 $T = 4 \mu\text{m}$ 、また厚さ  $1.2 \mu\text{m}$  のストライフを挟んで積層を行うため  $d = 1.2 \mu\text{m}$  とおける。また位置合わせに用いた光源の波長が  $0.98 \mu\text{m}$  ということを考えてみると、式 (3.10) で求まる値は  $\pm 0.149 \mu\text{m}$  となる。これは、先に述べた、 $\pm 1$  次回折光が各々極小となる位置を探す方法よりも少し大きい。しかしながら、周期に対して  $0.037$  の誤差しかなく、この程度の誤差ならば図 3.14、3.15 に示すように、バンドギャップに与える影響は極わずかである。また、実際に位置

合わせを行う際には、こちらの方が簡便であるため、第4章以降で述べる、フォトニック結晶の作製においては、±1次回折強度のバランスを取る方法により位置合わせを行った。

### 短波長化への対応

本研究で提案した、光回折を用いた位置合わせ法は、フォトニック結晶を形成するストライプ構造を回折格子とみなし、そこからの回折を利用することにより位置合わせを行うものであり、光通信帯にバンドギャップを持つフォトニック結晶に対しても十分高精度な位置合わせが実現可能であることはこれまで示した通りである。しかしながら、フォトニックバンドギャップを短波長化する際には、次の様な問題が生じる。第2章で述べたように、フォトニックバンドギャップの波長は構造の大きさに比例する。そのため、バンドギャップを短波長化するためには、ストライプ周期を短くする必要がある。位置合わせ用光源の波長を変更しないならば、ストライプ周期に比例して回折角が大きくなるが、位置合わせ光源の波長とストライプ周期が同程度となった場合、回折角が大きくなりすぎて検出が困難になる、あるいは位置合わせ光源の波長よりもストライプ周期が小さくなった場合、回折光が得られなくなるという問題が生じる。

これを避けるために、フォトニック結晶形成用のストライプよりも、周期の大きなストライプ構造を用いて位置合わせを行う方法を考える。図3.17のように、フォトニック結晶形成用ストライプと同じ位相で、周期が奇数倍の位置合わせ用ストライプを設ける(図は3倍周期)。フォトニック結晶部、位置合わせ部のストライプ周期をそれぞれ、 $T$ 、 $(2n+1)T$  ( $n=1,2,\dots$ )とした時に、位置合わせ用ストライプを  $1/2$  周期分だけずらすと相対位置は  $(2n+1)T/2 = nT + T/2$  となる。ここで、フォトニック結晶用ストライプは周期  $T$  であることを考えると、相対位置が  $nT + T/2$  は  $T/2$  と等価な相対位置であるといえる。つまりは、フォトニック結晶部より、奇数倍の周期を持つスト

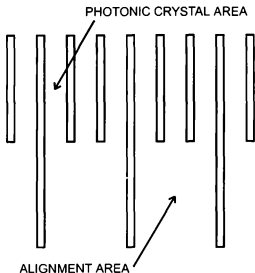


図 3.17: バンドギャップを短波長化する際に、位置合わせを実現するハタンの模式図。フォトニック結晶形成用ストライプの周囲にその周期の奇数倍(図では 3 倍)の周期を持つ位置合わせ用のストライプを形成し、そこから、回折光の変化を観察して位置合わせを行う。

ライフを用いて位置合わせを行うことにより、バンドギャップの短波長化を行った場合でも精密位置合わせが可能であることを示している。

### 3.7 まとめ

本章では、ストライプ構造を積層して面心立方晶系を形成するために重要な、精密位置合わせ技術に関して述べた。まず、面心立方晶を形成するための条件と

して、隣接するストライプを直交させて積層し、直交する層を挟んで隣接するストライプどうしは、その周期の  $1/2$  だけずれるようにして積層を行う必要があることを示した。

次に、この位置合わせを行う方法として、フォトニック結晶形成用ストライプからの光回折を用いた位置合わせ法の提案を行った。理論的な検討により、 $n$  次の回折光は、ストライプ間の位置関係がストライプ周期分だけ変動する間に、 $n$  回強度が振動することがわかった。この結果、 $\pm 1$  次回折光強度がそれぞれ最弱となる位置の中点を探すことにより、位置合わせが可能であることを示した。

この位置合わせ法を実現するために、フォトリソグラフィ用マスクアライナを元にして、光回折用光源、精密位置調整用のヒエゾ素子駆動ステージを備えた位置合わせ装置を開発した。この装置を用いて、相対位置と回折光強度の関係を測定したところ、理論計算による結果とよい一致を示し、位置合わせの実現可能性を示した。続いて、実際に周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造を用いて位置合わせ・ウエハ融着を行ったところ、誤差  $100\text{ nm}$  未満の精度での精密位置合わせを達成した。位置合わせ誤差のフォトニックバンドギャップに与える影響を理論的に検討した結果、波長  $10\text{ }\mu\text{m}$  帯にバンドギャップを持つフォトニック結晶では、誤差の無い場合と比較して、97.6% 程度のバンドギャップを保持しており、ほとんど影響を与えないことがわかった。また、光通信に用いられる  $1.55\text{ }\mu\text{m}$  帯にバンドギャップを持つ構造では、誤差の無い場合の 82% 程度まで減衰するが、この幅をエネルギーにすると  $109\text{ meV}$  と、十分大きな値を取り、光通信帯にも提案した位置合わせ法が適用可能であることを示した。

フォトニック結晶を短波長化する場合、フォトニック結晶形成用のストライプを位置合わせに用いた場合、ストライプ周期が短くなるため、回折光が得られず、位置合わせが不可能となることを示唆した。これを避けるために、フォトニック結晶形成

用ストライフの周囲に、その奇数倍の周期を持つストライフを同位相で設け、その位置合わせ用ストライフからの回折を用いるという方法を提案した。この方法に対して理論的な検討を行った結果、この方法で精密位置合わせが達成できることを示した。

### 3.8 参考文献

- [1] S. G. Romanov, A. V. Fokin, V. V. Tretijakov, V. Y. Butko, V. I. Alperovich, N. P. Johnson and C. M. Sotomayor Torres, J. Cryst. Growth, vol. 159, pp. 857-860, Feb. 1996.
- [2] J. Martorell and N. M. Lawandy, Phys. Rev. Lett. 65, pp. 1877-1880, Oct. 1990.
- [3] S. Kawakami, Electron. Lett., 33, pp. 1260-1261, July 1997.
- [4] C. C. Cheng and S. Scherer, J. Vac. Sci. Technol. B, 13, p. 2696, 1995.
- [5] S. Noda, N. Yamamoto and A. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys., 35, pp. L909-L912, July 1996.
- [6] N. Yamamoto, S. Noda and A. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 36, pp. 1907-1911, March 1997.
- [7] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and Jim Bur, Nature, 394, pp. 251-253, July 1998.
- [8] D. R. Smith, S. Schultz, S. L. McCall and P. M. Platzmann, J. Mod. Opt. 41, pp. 395-404, Feb. 1994.
- [9] A. Chutinan and S. Noda, J. Opt. Soc. Am. B, 16, pp. 240-244, Feb. 1999.

## 第4章 5~10 $\mu\text{m}$ 域3次元フォトニック結晶の作製、 およびその光学特性

### 4.1 序

第1章で述べたように、フォトニック結晶の効果を最大限に引き出し、デバイスへの応用を可能とするためには、1.完全バンドギャップの実現、2.結晶欠陥の導入が可能、3.発光部の導入が可能、4.電流注入が可能、という条件を満たす必要がある。光の波長域において種々の作製法が他者から提案されているが[1-5]、これらの4条件を全て満たすものは存在しない。本研究では、これらの条件を満たすフォトニック結晶を実現するために、第2章ではウエハ融着を用いてストライプ構造を積層することによるフォトニック結晶実現法を提案[6]し、各プロセスの最適化について述べた[7]。この実現法において特に重要なウエハ間の位置合わせに関し、第3章において光回折を用いた方法を提案し、誤差 100 nm 未満の高精度位置合わせが可能であることを示した[8]。そこで、本章では、これまで示した実現法・位置合わせ法に基づき、赤外波長域でのフォトニック結晶作製を行い[9]、その光学特性を透過スペクトル測定により評価した結果[10]について述べる。

### 4.2 ストライプ構造4層積層フォトニック結晶の作製

赤外域にフォトニックバンドギャップを持つフォトニック結晶を実現するために、周期 4  $\mu\text{m}$ 、幅 1  $\mu\text{m}$ 、高さ 1.2  $\mu\text{m}$  のGaAsストライプ構造を4層積層した構造を



作製した。第2章において、この構造は規格化周波数 0.54 から 0.64 の範囲にバンドギャップが存在することを理論計算により示した。今回、周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造を用いたため、バンドギャップ波長は、 $10.5\text{ }\mu\text{m}$  から  $8.84\text{ }\mu\text{m}$  の範囲に存在すると予測される。

フォトニック結晶の具体的な作製プロセスを以下に示す。

1.  $5\times 5\text{ mm}^2$ 、厚さ  $600\text{ }\mu\text{m}$  の両面研磨 GaAs 基板、およびその GaAs 基板上にエッチング停止用  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  層  $2\text{ }\mu\text{m}$ 、フォトニック結晶形成用 GaAs 層  $2\text{ }\mu\text{m}$  を成長したものに、フォトリソグラフィー、RIE を用いて深さ  $1.2\text{ }\mu\text{m}$  のストライプハタンを形成する。
2. ハタンを形成した GaAs 基板とエヒタキシャルウエハを、フォトニック結晶形成用のストライプハタンが直交するように重ね合わせ、ウエハ融着により一体化する。
3. 選択エッチングによりエヒタキシャルウエハ側の GaAs 基板、AlGaAs エッチング停止層を除去し、さらに RIE により  $0.8\text{ }\mu\text{m}$  の GaAs 平坦部を除去し、ストライプ2層積層構造を形成する。
4. 1-3を繰り返して、もう一組ストライプ2層積層構造を形成する。
5. 第3章で述べた位置合わせ法により、ストライプ4層積層構造を形成する。

このうち、1, 2 および5 に関して詳細を以下に説明する。1. のハタン形成であるが、まず、GaAs 表面にプラズマ援用化学気相(プラズマCVD)法により、 $\text{SiH}_4$ :  $5.35\text{ sccm}$ ,  $\text{NH}_3$ :  $40\text{ sccm}$ ,  $1\text{ Torr}$ ,  $350^\circ\text{C}$  の条件にて13分間堆積を行うことにより、厚さ  $100\text{ nm}$  の  $\text{SiN}_x$  膜を堆積する。次に図 4.1 に示すような  $1.5\times 1.5\text{ mm}^2$  の領域に周期  $4\text{ }\mu\text{m}$ 、線幅  $1\text{ }\mu\text{m}$  のストライプハタンと、その周囲  $3\times 3\text{ mm}^2$  の領域に、内部の周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  ストライプと同位相の周期  $12\text{ }\mu\text{m}$ 、線幅  $4\text{ }\mu\text{m}$  のストライプおよび

格子ハタン、さらにその周囲  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  の遮光部からなるフォトマスクを用いて、フォトリソグラフィー、RIE により  $\text{SiN}_x$  膜上に形成する。ここで、周期  $4 \mu\text{m}$  のストライプハタンはフォトニック結晶層であり、周期  $12 \mu\text{m}$  のストライプ・格子ハタン部は 2、5 の積層時の角度合わせ、および位置合わせの粗調に用いるものである。続いて、図 4.2 に示すような周期  $20 \mu\text{m}$ 、線幅  $10 \mu\text{m}$  のウエハ融着時に発生するガスを放出するためのストライプハタンをフォトリソグラフィー、RIE により  $\text{SiN}_x$  膜上に形成し、最終的に図 4.3 に示すようなハタンを  $\text{SiN}_x$  膜に形成する。その後、RIE により GaAs 層に深さ  $1.2 \mu\text{m}$  のハタンを形成する。

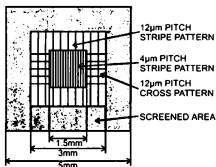


図 4.1: フォトニック結晶領域、位置・角度合わせ領域を形成するフォトリソグラフィー用マスクパタンの模式図。このパターンを用いてフォトリソグラフィーの後、RIE により GaAs 表面の  $\text{SiN}_x$  膜にパターンを転写する。フォトニック結晶領域は  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$  内に、周期  $4 \mu\text{m}$ 、線幅  $1 \mu\text{m}$  のストライプパターン、位置・角度合わせ領域は  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  内に周期  $12 \mu\text{m}$ 、線幅  $4 \mu\text{m}$  のストライプ・格子パターンを形成する。さらにその周囲  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  の遮光領域は、後で図 4.2 のガス放出のためのストライプハタンを形成するのであるが、そのための領域の  $\text{SiN}_x$  膜を保護するために設けている。

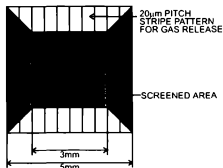


図 4.2: ガス放出のためのストライプを形成するためのマスクハタン (図 4.1 のハタンを SiN<sub>x</sub> 膜に転写した後、このマスクを用いてフォトリソグラフィ、RIEにより SiN<sub>x</sub> 膜上にさらにこのハタンを転写する。遮光領域は、図 4.1 のハタンを保護するために設けている。

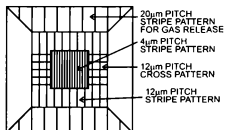


図 4.3: 最終的に GaAs 上に形成されるハタン。ハタンの深さは  $1.2\ \mu\text{m}$  である。

次に、2 のウエハ融着であるが、この時には第 3 章で述べた位置合わせを行う必要はないが、ストライプ構造を直交させるという精密な角度合わせが要求される。この角度合わせは、第 3 章で述べた位置合わせ装置にある赤外透過像観察機能

を利用して行った。この時、約  $1\text{ }\mu\text{m}$  近傍の光を用いているため、フォトニック結晶形成用の周期  $4\text{ }\mu\text{m}$  のストライフの赤外透過像を得ることは、解像度の観点から困難である。そのため、フォトニック結晶形成用ストライフの周囲に形成した、周期  $12\text{ }\mu\text{m}$  のストライフパターン[図 4.4(a)]と格子パターン[図 4.4(b)]を用いて角度合わせを行うこととした。ここで、図 4.4(a)のストライフパターンと、図 4.4(b)の格子パターンの内フォトニック結晶形成用ストライフと直交する成分とが重なり合うように位置合わせを行うと、図 4.4(c)に示すようにフォトニック結晶形成用ストライフを直交させて積層を行うことができる。

5 の位置合わせに関しては、 $12\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフパターン部を用いて大まかな位置合わせを行った後、第 3 章で述べた精密位置合わせを行った。まず、赤外顕微鏡像観察を行いながら、 $12\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフパターン部を重ね合わせる。この時、フォトニック結晶形成用  $4\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフ部は  $12\text{ }\mu\text{m}$  周期部と位相が合っているため、同様にストライフどうしが重なり合う。次に、ヒューステージにより、相対位置を  $6\text{ }\mu\text{m}$  シフトさせる。これにより  $12\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフ部と、 $4\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフ部が共にストライフ周期の  $1/2$  だけシフトした状態になる。続いて、第 3 章で述べた方法を用いて、さらに精度を上げた位置合わせを実現する。

以上の過程により作製した 4 層積層フォトニック結晶の赤外透過像を図 4.5 に示す。なお、この図は解像度の都合により、位置合わせ用の  $12\text{ }\mu\text{m}$  周期ストライフ部の像を示している。図より明らかのように、1 層目のストライフに対して 3 層目のストライフが  $1/2$  周期ずれており、また、2 層目と 4 層目の間も同様の関係となっていることから、ストライフ積層面心立方構造 1 周期が完成していることがわかる。ただし、作製した構造中には図 4.3 に示すようにフォトニック結晶領域とそれ以外の部分が存在するため、透過スペクトル測定を行う際にはフォトニック結晶領域以外へ入射

する光を除去する必要がある。このため、金蒸着、リフトオフを行うことにより図 4.6 に示すようなマスクを形成し、以後の測定を行った。

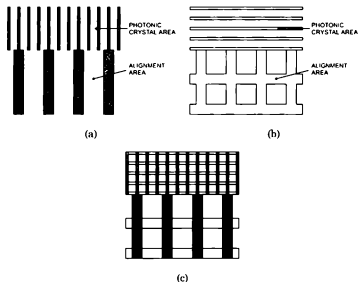


図 4.4: ストライプハタン・格子ハタンを用いた角度合わせの模式図 (a) ストライプハタン部、(b) 格子ハタン部の拡大図。これらのうちALIGNMENT AREAの縦線部分が (c) のように重なり合わせることで、フォトニック結晶形成用ストライプ部が直交して積層できる。

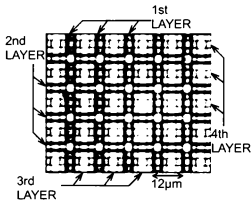


図 4.5: 作製したフォトニック結晶の赤外透過顕微鏡像

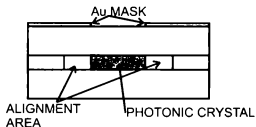


図 4.6: 金蒸着マスクの模式図 ① フォトニック結晶領域以外の部分を金マスクで覆うことにより光が透過しないようにしている

### 4.3 4層積層フォトニック結晶の光学特性

作製した4層積層フォトニック結晶の光学特性を透過スペクトル測定により評価した。ここではまず、その測定系に関して述べた後、ストライフの積層方向から光を入射した場合、および入射方向を積層方向から変化させた場合の透過スペクトルに関して述べる。

#### 測定系

測定系の模式図を図4.7に示す。グローバーランプ（別名シリコニットランプ、定格70 W）を光源として使い、この光を一旦ZnSeレンズにより測定試料に集光し、透過した光を再びZnSeレンズで分光器に集光し、分光された光を液体窒素冷却MCT (HgCdTe) 検出器により受光する。MCT検出器の信号はロックインアンプにより光源のチョッピング周波数と同期して検出される。また測定試料は回転ステージに固定されており、入射角を変化させることが可能となっている。なお、倍波長カットのためのフィルタとしてInAsとGaSbを用いているが、それぞれの有効波長範囲が、 $7\text{ }\mu\text{m}$ 以下と $7.3\text{ }\mu\text{m}$ 以上であるため、その間の波長範囲( $7\text{--}7.3\text{ }\mu\text{m}$ )では倍波長の影響があり正しく測定されていない。

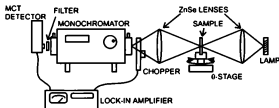


図4.7: 透過スペクトル測定系の模式図。

## 積層方向入射による透過特性の測定

フォトニック結晶の光学特性評価として、まず最初にストライプ積層面に垂直、すなわち積層方向に沿って入射した場合の透過スペクトル測定を行った。測定結果を図 4.8(a) に示す。波長 6-10  $\mu\text{m}$  の範囲で透過光の減衰が見られ、その減衰量は最大 16 dB にも達した。4 層積層フォトニック結晶に対する透過スペクトルを転送行列法 [11] により理論的に求めた結果 [図 4.8(b)], 減衰量は約 18 dB であり、ほぼ実験値に等しいことが分かった。またスペクトル形状も両者は非常に酷似している。ただ、実験結果が理論計算結果に比べて全体的に短波長側にシフトしてい

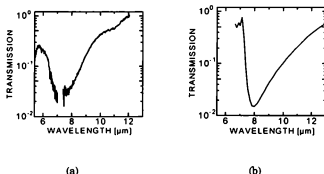


図 4.8: (a) 4 層積層フォトニック結晶に対して光を積層方向から入射した場合の透過スペクトル。7.73  $\mu\text{m}$  の波長範囲の測定結果は分光器の倍波長の影響を受けているため除外している。(b) 4 層積層フォトニック結晶に対する透過スペクトルの理論計算値



るが、これは実際に作製した構造が設計値と異なるために生じているものと考えられる。この波長シフトに関しては考察の項において述べる。以上のように、若干の波長のずれがあるものの、実験結果と理論計算結果の良い一致により、フォトニックバンドギャップに起因する減衰が得られたといえる。

### 様々な入射角度に対する透過特性の測定

引き続き、この構造が完全なバンドギャップを生成しているか確認するために、光の入射角度を変化させた場合の透過スペクトルの測定を行った。入射角度は図 4.9(a)に示すように  $[\bar{1}10]$  方向を回転軸とし、積層方向( $[001]$ 方向)からストライプに平行な方向( $[110]$ 方向)に向けて、図 4.9(b)に示すように、積層方向と入射光の

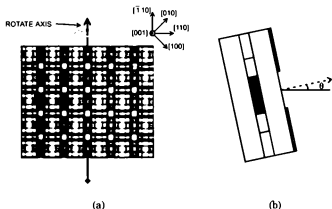


図 4.9: 入射角度変化の方向を表す模式図 (a) 角度の変化は、 $[001]$ 方向から  $[110]$ 方向に向けて行い、(b) その大きさは  $[001]$ 方向を  $0^\circ$ として  $0\text{--}40^\circ$ の範囲で変化させた

なす角 $\theta$ が $0^{\circ}$ - $40^{\circ}$ となる範囲で変化させた。測定結果を図 4.10に示す。図中、上から順に入射角度が $0^{\circ}$ ,  $10^{\circ}$ ,  $15^{\circ}$ ,  $20^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$ ,  $40^{\circ}$ の場合を示している。図より、約  $8\text{ }\mu\text{m}$  を中心に角度に依存しない減衰が存在することがまずわかる。入射角度に対する、最も減衰が大きくなる波長(矢印 A)の変化を見てみると、入射角度が大きくなるにつれ、長波長側にシフトし、またその透過率も大きくなっている。その他、入射角が大きくなると、矢印 B で示すように、 $6\text{ }\mu\text{m}$  近傍に透過率の減衰が見られるようになる。

これら透過率の入射角度依存性に関しては、後の考察で述べるが、理論計算で求めたバンド構造の方向依存性とよい対比を見せ、本研究で作製した構造がフォトニック結晶として機能しているといえる。

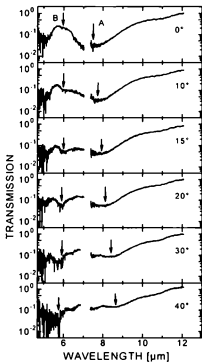


図 4.10: 種々の入射角度に対する透過スペクトル特性 積層方向入射の場合と同様、7-7.3  $\mu\text{m}$  の波長範囲の測定結果は分光器の倍波長の影響を受けているため除外している

## 4.4 考察

### 実測値と理論値との波長のずれに関して

積層方向入射での透過スペクトルが転送行列法で求めた透過スペクトルと比較して全体的に短波長側にシフトしている点に関して、実際に作製した構造の設計からのずれという観点から考察を行う。

考えられる誤差としては、積層時の位置合わせ誤差およびストライフ構造自体の誤差が挙げられる。このうち前者は第3章で述べたようにほとんどバンド構造に影響を与えないことがわかっている。そこで本章では後者のストライフ構造自体の誤差に関してバンド構造に与える影響の考察を行う。ストライフ構造自体の誤差は周期、線幅、高さのずれにそれぞれ分類できる。このうち周期に関しては、フォトリソグラフィによりストライフ構造の形成を行っているため、マスクハタンが正確であるならば誤差が入る余地は考えられない。線幅、高さに関してはRIE時のサイドエッチングやエッチング速度のゆらぎにより生じることが考えられ、これらについて以下に考察を行う。

まず、ストライフ線幅のゆらぎによる影響について述べる。第2章で述べたようにバンドギャップ端の光の波数はブラッグ波長によって決定される。このためストライフ周期が一定であるならバンドギャップ端での光の波数に変化は生じない。ここでストライフ線幅のみが変化した場合、それに伴い平均屈折率が変化するため、波数が同じであるにもかかわらず光の周波数が変化することになる。この様子を模式的に示したものが図4.11である。設計値で平均屈折率が $n_1$ であるような構造では $\omega = ck/n_1$ の直線を基準に波数 $\pi/a$ で分裂したようなバンド構造(図中のBAND1)をしているが、ストライフ幅の減少により平均屈折率が $n_2 (< n_1)$ となるとバ

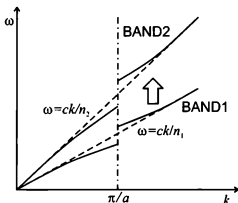


図 4.11: ストライプ幅のバンド構造に及ぼす影響の模式図 設計値でのバンド構造はBAND1の様な構造である時に、ストライプ線幅が小さくなると平均屈折率が減少し、BAND2の様なバンド構造になり、結果的にバンドギャップが高周波側にシフトする

バンド構造は  $\omega = ck/n_2$  の直線を基準に波数  $\pi/a$  で分裂したBAND2のようになり、結果的にバンドギャップが高周波側にシフトすることとなる。

次にストライプ高さの変化がバンドギャップに及ぼす影響について述べる。ストライプ線幅の変化は周期は一定のまま平均屈折率の変化をもたらしたが、逆にストライプ高さの変化は平均屈折率を一定に保ちつつ積層方向の周期に変動をもたらす。図 4.12 示すように、設計値における積層方向の周期を  $a_1$ 、平均屈折率を  $n$  とすると積層方向のバンド構造は図のBAND1のように直線  $\omega = ck/n$  を基準に波数  $\pi/a_1$  で分裂した構造となる。ここでストライプ層厚が薄くなり積層方向の周期が  $a_2 (< a_1)$  となると、そのバンド構造は直線  $\omega = ck/n$  を基準に波数  $\pi/a_2$  で分裂した

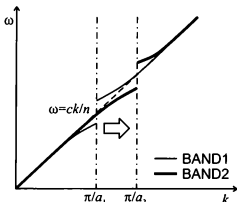


図 4.12: ストライプ高さのバンド構造に及ぼす影響の模式図。設計時におけるバンド構造がBAND1に示す様なものであったときに、ストライプ高さが減少するとバンドギャップ端の波数が大きくなったBAND2の様なバンド構造に変化する。その結果バンドギャップ周波数が高周波側にシフトする。

BAND2のような構造となる。その結果バンドギャップは高周波側にシフトすることとなる。

上記のように定性的には、バンドギャップ波長の短波長化は、ストライプ幅の減少と高さの低下によりもたらされていると考えられる。そこで、これを定量的に検討するために、ストライプ幅と高さを変化させた場合のバンド構造を平面波展開法により計算した  $\Gamma$ -X' 方向 (ストライプ積層方向) のバンドギャップの上端、下端の変化を図 4.13 に示す。ストライプ線幅が細くなり、厚さが薄くなるにつれて、バンド端が短波長側にシフトしており、先に述べた定性的な議論と一致している。実験結果との対応を取るためには、バンドギャップ端を知る必要があるが、図 4.8(a) からそ

れを読み取ることは困難である。そのため以下のようにして、理論値からのバンド端のずれを見積もった。まず、設計値通りに構造が完成しているならば、 $\Gamma$ -X' 方向のバンドギャップ端はそれぞれ  $10.9\ \mu\text{m}$  と  $7.52\ \mu\text{m}$  となることが平面波展開法により見積もられる。また、この構造において最も透過率が小さくなる波長は、転送行列法での計算の結果、図 4.8(b) に示すように  $8\ \mu\text{m}$  となることがわかる。一方、図 4.8(a) より最も透過率が小さくなる波長の実測値は約  $7\ \mu\text{m}$  といえる。この透過率が極小となる波長の比較の結果、実際に作製したフォトニック結晶の各バンドの波長は全体的に  $7/8$  倍されているものと考えることができる。ここで理論値と実験値との差ではなく比を用いた理由は、フォトニック結晶においては第 2 章で述べたようにバンド構造はスケール則により周期構造の大きさに比例するということから、構造のずれにより生じる影響もバンド構造に対して比で現れると考えられるためである。このようにして、作製されたフォトニック結晶の  $\Gamma$ -X' 方向のバンドギャップ端はそれぞれ  $9.54\ \mu\text{m}$ 、 $6.58\ \mu\text{m}$  と見積もることができ、これを図 4.13 に二点鎖線で示す。各バンド端の曲線との交点から、実際に作製された構造の各値を見積もることができる。この時、高周波端と低周波端が同じ厚さで交わる曲線が実際に作製されたストライフ幅を持つ曲線と考えられる。この結果、ストライフ幅約  $0.72\ \mu\text{m}$ 、ストライフ高さ約  $1.15\ \mu\text{m}$  と見積もることができ、構造ゆらぎは線幅の減少が大きく影響していると考えられる。このストライフ幅の減少はRIE時にサイドエッチングが進行したために生じたものと考えられるため、この減少分を見込んで太目のストライフ構造をフォトリソグラフィーにより形成することにより対処できるものと考えられる。

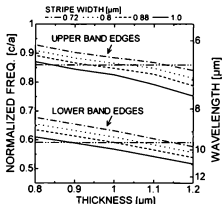


図 4.13: 各ストライプ幅と高さに対する、 $\Gamma$ - $X'$  方向 (ストライプ積層方向) のバンド端の変化。実線、破線、点線、一点鎖線はそれぞれストライプ幅が  $1.0\ \mu\text{m}$ ,  $0.88\ \mu\text{m}$ ,  $0.8\ \mu\text{m}$ ,  $0.72\ \mu\text{m}$  の場合のストライプ高さに対するバンド端を表している。二点鎖線は、実験値から求めたバンド端を示している。

#### 入射角度を変化させた場合のバンドギャップのシフトに関して

測定の入射角は、ストライプの積層方向を  $0^\circ$  として、ストライプに沿った方向に  $40^\circ$  まで変化させた。これは、先に述べたように逆格子空間では  $[001]$  方向から  $[110]$  方向に向かって変化させたことに相当するため、フォトニック結晶中の波数ベクトルは、図 4.14(a) に示すように、ブリルアンゾーン上の  $\Gamma$ - $X'$  方向から  $\Gamma$ - $K$  方向に向けて変化している。なお、フォトニック結晶内部の屈折率は、光の周波数に応じて変化するため、同じ入射角度でも、波長によってフォトニック結晶内部を伝



搬する光の波数ベクトルの方向が異なり、今回の実験結果では正確には知り得ない。しかしながら、第2章で述べたように、バンド端の高周波側は低屈折率媒質（空気）に、低周波側は高屈折率媒質（GaAs）に電界が集中した定在波となるため、それぞれの平均屈折率は、空気と GaAs に近いものとなる。それぞれの平均屈折率が完全に空気と GaAs に等しいとした時、入射角度  $40^\circ$  ではバンド端の高周波端、低周波端の波数ベクトルの向きは、それぞれ  $\Gamma$ -X' 方向から約  $40^\circ$ 、 $11.2^\circ$  となる。なお、このフォトリック結晶内部の波数ベクトルの向きに関しては第5章の考察にて詳述する。

図 4.14 に X'K''LK 間のバンド構造を示す。図中の破線と点線はそれぞれフォトリック結晶内の波数ベクトルが  $11.2^\circ$  と  $40^\circ$  の場合を示している。入射角度を  $0^\circ$  -  $40^\circ$  まで変化させた場合、バンドギャップの高周波端（下から3本目の曲線）は X' から図中の▲印まで、バンドギャップの低周波端（下から2本目の曲線）は X' から

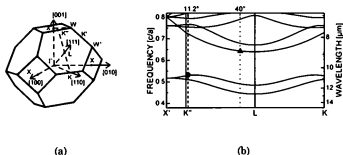


図 4.14: (a) ストライプ積層面心立方構造のブリルアンゾーン (b) X'K''LK 間のバンド図。破線、点線はそれぞれ空気中から  $40^\circ$  の角度で GaAs、空気と同じ屈折率を持つ媒質に入射した時に結合する光の波数ベクトルを示す。

●印まで変化することになる。ここで、入射角度が大きくなるにつれバンドギャップの高周波端は低周波側に、低周波端は高周波側にシフトしていることがわかる。ところが、低周波端のシフト量は高周波端のシフト量に比べて少ないためバンドギャップ中心周波数を考えると低周波側、すなわち長波長側にシフトすることがわかる。また、バンドギャップ幅は入射角度が増すにつれて狭くなっている。今回測定を行った4層積層構造は面心立方構造の1周期分の積層数しかないので、バンド端からバンドギャップ内に状態密度のすそを引いていると考えられる。このため、バンドギャップ幅が狭まるとすその重なりが大きくなりバンドギャップの状態密度が上昇し、透過率の上昇をもたらすと考えられる。このバンドギャップの中心周波数と幅の変化は、図4.10中の矢印Aの変化に相当すると考えられる。

図4.10中の矢印Bの変化は、より高次のバンドの影響によるものと考えられるが、詳細には分散関係の測定などによりバンドとの対応関係を調べる必要がある。

## 4.5 まとめ

本章では第2章で提案したフォトニック結晶実現法に基づき、第2章で最適化した各種プロセス、および第3章で開発した位置合わせ装置を用いて3次元フォトニック結晶を作製しその光学特性評価を行った。作製した構造は積層方向にストライプを4層積層した面心立方構造1周期に相当する構造であり10  $\mu\text{m}$  付近にバンドギャップをもつように設計した。

作製した構造に対して、透過スペクトル測定による光学特性評価を行った。まず積層方向([001]方向)から光を入射した場合、6-10  $\mu\text{m}$  の範囲で最大16 dBの透過光の減衰が見られた。透過スペクトルは転送行列法で得られるスペクトルとよい一致を示した。両者の間で若干の波長のずれが見られたが、これは作製した構

造のストライフ幅および厚さが設計値よりも小さくなっているためであることを示した。次に入射方向を [001] 方向から [110] 方向に変化させた場合の透過スペクトルの変化を測定した。この結果、8  $\mu\text{m}$  を中心に角度に依存しない減衰が見られた。また入射角度が大きくなるにつれ、減衰の中心が長波長側にシフトする傾向が見られたが、これは平面波展開法で求めたバンド構造の変化とよい対応を見せた。以上の結果から、本章で作製した構造は積層数が少ないに関わらずフォトニック結晶として機能しているといえる。

## 4.6

## 参考文献

- [1] S. G. Romanov, A. V. Fokin, V. V. Tretijakov, V. Y. Butko, V. I. Alperovich, N. P. Johnson and C. M. Sotomayor Torres, J. Cryst. Growth, vol. 159, pp. 857-860, Feb. 1996.
- [2] J. Martorell and N. M. Lawandy, Phys. Rev. Lett. 65, pp. 1877-1880, Oct. 1990.
- [3] S. Kawakami, Electron. Lett., 33, pp. 1260-1261, July 1997.
- [4] C. C. Cheng and S. Scherer, J. Vac. Sci. Technol. B, 13, p. 2696, 1995.
- [5] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and Jim Bur, Nature, 394, pp. 251-253, July 1998.
- [6] S. Noda, N. Yamamoto and A. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 35, pp. L909-L912, July 1996.
- [7] N. Yamamoto, S. Noda and A. Sasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 36, pp. 1907-1991, March 1997.
- [8] N. Yamamoto and S. Noda, Jpn. J. Appl. Phys. 37, pp. 3334-3338, June 1998.
- [9] N. Yamamoto, S. Noda and A. Chutinan, Jpn. J. Appl. Phys., Jpn. J. Appl. Phys. 37, pp. L1052-1054, November 1998.
- [10] N. Yamamoto and S. Noda, Jpn. J. Appl. Phys. 38, pp. 1282-1285, March 1999.
- [11] J. B. Pendry and A. MacKinnon, Phys. Rev. Lett., 69, pp. 2772-2775, November 1992.



## 第5章 3次元フォトニック結晶の多層化、およびその光学特性

### 5.1 序

第4章ではストライプ積層面心立方構造1周期に相当する透過スペクトル測定の結果、約16 dBの減衰を実現し、光の入射角度に依存しない減衰が見られる波長範囲が存在することを述べた[1, 2]。これらは、理論計算により求めた透過スペクトル、バンド構造とよい一致を示すことから、フォトニックバンドギャップによる減衰であることが明らかになった。さらにフォトニック結晶の特性を引き出してより急峻で大きな減衰を得るためには、積層数を増やしてバンドギャップの効果を大きくする必要がある。また図1.1に示すような極微細光集積回路[3-5]やその他の各種のフォトニック結晶応用[6-20]においては、発光層や欠陥の導入が必須であるが、これらの基礎技術としてフォトニック結晶の多層積層化が非常に重要である。

そこで本章では積層数を8層(面心立方構造2周期)とした構造の作製を目指し、まず多層化に適した位置合わせ法の検討を行った後に実際に8層積層フォトニック結晶を作製し、その光学特性の評価を行った。

### 5.2 位置合わせ法の多層積層への対応

多周期積層を行う際にも、4層積層構造と同様に精密位置合わせが要求される。第3章では4層積層構造を作製する場合の光回折位置合わせに関して述べた。

ここでは、より一般的に多層積層構造を作製する際の光回折位置合わせ法に関して述べる。

まず、8層積層構造を作製する場合について考える。モデルとしては図5.1に示すようにすでに位置合わせが完了した4層積層構造どうしの積層を考える。図では4層分のストライフのみを示している。これは第3章の場合と同様に紙面内と紙面に垂直な2方向のストライフは独立して位置合わせが可能であるため、紙面に垂直な方向に並んだストライフに関しては省略しているためである。また、先に述べた仮定より図中のaとbおよびcとdの各ストライフ間の相対位置は $T/2$ で固定している。この時、aから見たcの相対位置を $r$ とすると位置合わせ条件は $r = nT$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )である。第3章と同様に相対位置が $r$ の時、角度 $\theta$ 方向への回折光強度を求めると次のような結果が得られる

$$\begin{aligned}
 I(r, \theta) &= I_0 \left| \sum_n \exp[i n k T \sin \theta] \right|^2 \left| 1 + \exp \left[ i k \left\{ \frac{T}{2} \sin \theta + d_1 (1 - \cos \theta) \right\} \right] \right. \\
 &\quad \left. + \exp[i k \{ r \sin \theta + (d_1 + d_2) (1 - \cos \theta) \}] \right. \\
 &\quad \left. + \exp \left[ i k \left\{ \left( r + \frac{T}{2} \right) \sin \theta + (2d_1 + d_2) (1 - \cos \theta) \right\} \right] \right|^2 \\
 &= 4 I_0 \left| \sum_n \exp[i n k T \sin \theta] \right|^2 \left| 1 + \cos k \left\{ \frac{T}{2} \sin \theta + d_1 (1 - \cos \theta) \right\} \right| \\
 &\quad \times \left| 1 + \cos k \{ r \sin \theta + (d_1 + d_2) (1 - \cos \theta) \} \right| \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

上式中の $1 + \cos k \{ r \sin \theta + (d_1 + d_2) (1 - \cos \theta) \}$ の項の存在により、第3章で述べたのと同様な変化をすることがわかる。この様子を図5.2に示す。ここで4層積層を行う場合と異なる点として、 $\pm 1$ 次回折光の強度が $\pm 2$ 次の回折光強度に比べ全体的に弱くなっていることが挙げられる。これは、あらかじめ位置合わせが完了した4層積層構造どうしの重ね合わせを考えている(位置合わせ条件により、 $\pm 1$ 次

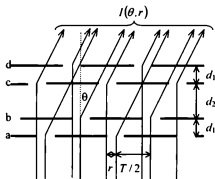


図 5.1: 8 層積層構造の回折光強度変化計算のモデル 図に示したものと直交するストライプは独立して考えられるため省略している。位置合わせが完了した 4 層積層構造どうしの位置合わせを考えており、a と b、c と d の間の相対位置は  $T/2$  になっている

回折光強度は弱くなっている) ためであり、数式的には式 (5.1) 中の  $1 + \cos k \left\{ \frac{T}{2} \sin \theta + d_1 (1 - \cos \theta) \right\}$  の項がこの効果を表している。このように  $\pm 1$  次回折光強度は全体的に弱いものの、強度変化自体は生じるため、これらを用いて位置合わせを行うことは可能である。注意すべき点としては、8 層積層構造を作製する際は相対位置が  $r = nT$  時が位置合わせ条件となるため、4 層積層を行う場合とは逆に、1 次回折光強度が極大となる位置の midpoint を取ることにより位置合わせが達成されることである。

続いて、より一般的な場合として、位置合わせの完了した  $2m$  層 ( $m$ : 正整数) 積層構造どうしを重ね合わせて  $4m$  層構造を作製する場合について考える。第 1 層目



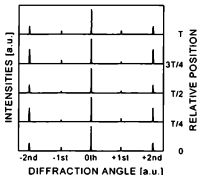


図 5.2: 図 5.1 のモデルで計算した、各相対位置における回折パターン

に対する、第  $(2m+2)$  層目の相対位置が  $r$  の時の角度  $\theta$  方向の回折光強度は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 I(r, \theta) &= I_0 \left| \sum_n \exp[i n k T \sin \theta] \right|^2 \left| 1 + e^{i k r \sin \theta} e^{i k \{(m-1)d_1 + d_2\}(1 - \cos \theta)} \right|^2 \\
 &\quad \times \left| 1 + e^{i \frac{k T}{2} \sin \theta} e^{i k d_1 (1 - \cos \theta)} + e^{i k T \sin \theta} e^{i 2 k d_1 (1 - \cos \theta)} + \dots \right|^2 \\
 &= I_0 \left| \sum_n \exp[i n k T \sin \theta] \right|^2 \left| 1 + e^{i \frac{k T}{2} \sin \theta} e^{i k d_1 (1 - \cos \theta)} + e^{i k T \sin \theta} e^{i 2 k d_1 (1 - \cos \theta)} + \dots \right|^2 \\
 &\quad \times \left| 1 + \cos k \{ r \sin \theta + \{(m-1)d_1 + d_2\}(1 - \cos \theta) \} \right| \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

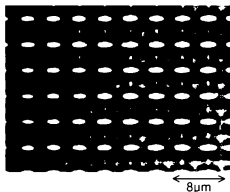
上式からわかるように、多層積層の場合でも回折光強度は相対位置に対して正弦関数的に変化する。 $m$  が奇数の時は  $r = (n+1/2)T$ 、 $m$  が偶数の時は  $r = nT$  がそれぞれ位置合わせ条件となるため、前者の場合は  $\pm 1$  次回折光強度が各々極小と

なる近傍でバランスが取れる位置、後者は極大となる近傍でバランスが取れる位置で位置合わせが達成できる。

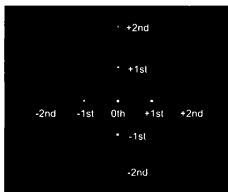
以上のように多層積層を行う場合の位置合わせ条件を明らかにすることができた。

### 5.3 8層積層構造の作製

8層積層構造の作製は4層積層構造を2組作製し、それをウエハ融着により積層することにより行った。4層積層構造の作製に関しては第4章で述べた通りである。第4章で作製した構造はフォトニック結晶をGaAs基板で挟んだ構造となっているため、積層を行う前に4層積層構造の片側の基板・エッチング停止層を選択エッチングにより除去した。その表面の顕微鏡写真を図5.3に示す。この4層積層構造を2組作製し、5.2節で述べた方法により位置合わせ・ウエハ融着を行い8層積層構造を作製した。位置合わせ後の光回折像を図5.4に示す。x、y方向共に回折像のバランスが取れており良好な位置合わせが達成されていることを示している。ウエハ融着後の赤外透過顕微鏡像を図5.5に示す。1、5層目のストライプが完全に重なり合い、またそれらと半周期ずれた位置に3、7層目のストライプが積層されていることから正しい位置合わせが行われていることがわかる。また、これらと直交する方向のストライプ構造も同様に正しい位置合わせが行われており、面心立方構造2周期相当の構造が実現できたことがわかる。



【図5.3】 スライズ構造を1層積層し、成長基板・導電層・レジスト層を除去した後の表面顕微鏡写真



【図5.4】 スライズ構造8層積層時の位置合わせ後の回折像（+側・-側の回折光強度のバランスが取れている）

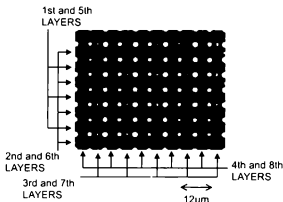


図 5.5: 8 層積層構造の赤外透過顕微鏡像。半周期ずつずれて積層が行われており、ストライプ積層面心と方 2 周期構造が実現できたことを示している。

## 5.4 8層積層フォトニック結晶の光学特性

8 層積層構造に対して透過スペクトル測定による光学特性評価を行った。透過スペクトル測定に関しては、第 4 章で述べた 4 層積層構造の場合と同様に金蒸着によるマスク形成を行った。測定系は図 5.6 に示すように基本的には第 4 章で述べた測定系と同じであるが、倍波長カットフィルタは測定波長に応じてカットオン波長 3500 nm と 6000 nm の長波長透過フィルタを使用しており、3.5  $\mu\text{m}$  から 12  $\mu\text{m}$  までの波長域が見えなく測定できるようになっている。

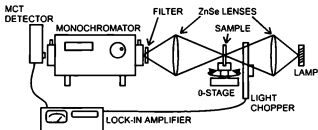


図 5.6: 透過スペクトル測定系の模式図。4 層積層時の測定系に比べてチョッパの位置に変更がある。倍波長カットフィルタはカットオン波長 3500 nm と 6000 nm の長波長透過フィルタを使用しており、 $3.5\ \mu\text{m}$ – $12\ \mu\text{m}$  の波長域が測定が可能である。

#### 積層方向入射による透過特性の測定

積層方向から光を入射した場合の透過スペクトル測定の結果を図 5.7に示す。図中、実線が 8 層積層フォトニック結晶の透過スペクトルであり、比較のために 4 層積層フォトニック結晶の透過スペクトルを破線で示す。8 層積層構造の透過スペクトルは、4 層積層構造と比較して減衰量が大きく、デシベル比で約 2 倍の約 30dB にも達する。また、長波長側の減衰が 4 層積層構造と比較して急峻で、フォトニックバンドギャップの効果がより大きく現れていることがわかる。この減衰を反射率に換算すると 99.9% に相当し、今回作製した 8 層積層構造により十分デバイス応用に適用できるといえる。

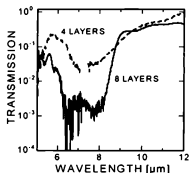


図 5.7: 積層方向入射の透過スペクトル特性 実線、破線はそれぞれ 8 層積層構造、4 層積層構造の透過スペクトルに対応する

#### 様々な入射角度に対する透過特性の測定

入射角度を積層方向からストライプに平行な方向に変化させた場合の透過スペクトルを図 5.8 に示す。上から順に入射角度が  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  の場合の透過スペクトルを示している。第 4 章で述べた 4 層積層構造の入射角度依存性 (図 4.10) と比較すると、バンドギャップによる減衰が急峻になったため  $8\mu\text{m}$  付近における入射角度に依存しない減衰の存在がより明確になっている。また、入射角度が大きくなるにつれ  $9\mu\text{m}$  から  $10\mu\text{m}$  にわずかな減衰 (図中矢印) が見られるようになる。これは、考察の項で述べるが、垂直入射からずれるに従い、バンド構造が偏光方向により分裂する現象と対応していると考えられる。これも積層数を増大

したことによってフォトニックバンド構造の性質が顕著に見られるになった結果といえる。

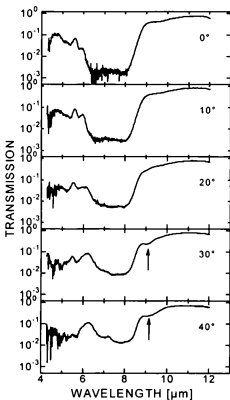


図 5.8: 様々な入射角度に対する 8 層積層フォトニック結晶の透過スペクトル。8  $\mu\text{m}$  を中心として入射角度に依存しない減衰が見られる。また、入射角度を増すにつれて 9  $\mu\text{m}$  付近に小さな減衰 (矢印) が見られる。



## 5.5 考察

### フォトリック結晶内部を伝搬する光の波数ベクトルについて

前章および本章において光の入射角度を変えた時の透過スペクトルの変化に関して述べた。測定は空気からの入射角度をある一定角度に固定して行っているが、フォトリック結晶では $\omega-k$ 分散関係が非線形であるため内部を伝搬する光の波数ベクトルの向きは波長が変化するにつれて大きく変化すると考えられる。ここではフォトリック結晶内部の光の持つ波数ベクトルを見積もることとする。

本研究で測定に用いた構造はフォトリック結晶がGaAs基板に挟まれた構造をしている。ここで図5.9に示すように空気中より[001]方向から[110]方向へ向かって $\theta_0$ の角度で波数 $k_0 = 2\pi f_0/c$ の光が入射する場合を考える。なお $f_0$ は入射光の周波数、 $c$ は真空中の光速である。この時、図に示すようにGaAs内部を伝搬する光の波数を $k_1$ 、波数ベクトルの向きを $\theta_1$ 、フォトリック結晶内部を伝搬する光の波数を $k$ 、波数ベクトルの方向を $\theta$ とすると、各界面における光の位相整合条件から、次の関係が成り立つ。

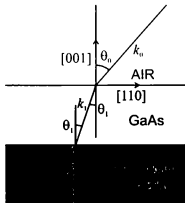
$$k \sin \theta = k_1 \sin \theta_1 = k_0 \sin \theta_0 \quad (5.3)$$

もしフォトリック結晶でなく屈折率 $n$ の媒質であるならば $k = 2\pi n f_0/c$ の関係が成り立つため波数の大きさが求まり、また式(5.3)の関係から伝搬角 $\theta$ も求められ、媒質内の波数ベクトルを決定することができる。しかしながらフォトリック結晶内部ではバンド構造の存在により屈折率が波長により大きく変化するため、このように簡単に波数ベクトルを求めることができない。ここで入射面内でのフォトリック結晶のバンド構造を波数ベクトルの大きさ $k$ と波数ベクトルの向き $\theta$ の関数として $f(k, \theta)$ とすると次のような関係が成り立つ。

$$\begin{aligned}
 f(k, \theta) &= f_0 \\
 &= \frac{k_0 c}{2\pi}
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

この式 (5.3), (5.4) を  $k$  について解くことにより、フォトニック結晶内を伝搬する光の波数ベクトルが求められる

ところが本研究で用いたストライプ積層構造に対しては  $f(k, \theta)$  を解析的に解けないため、式 (5.3), (5.4) を解析的に解くことができない。そこで第 2 章で述べた平面波展開法[式 (2.8)]を解くことにより  $f(k, \theta)$  を数値的に求め、その結果を用い



[図 5.9] 外部から入射した光とフォトニック結晶内部を伝搬する光の関係を示す模式図。位相整合条件から、 $k_0 \sin \theta_0 = k_1 \sin \theta_1 = k \sin \theta$  が成立する。ただし、フォトニック結晶内部では周波数 - 波数の関係が非線形であるため、この関係のみではフォトニック結晶内部の波数ベクトルは決定できない。

て以下に述べるような図式的解法によりフォトリック結晶内部の波数ベクトルを求めた。まず入射平面 (今回は[001]と[110]軸のなす平面) 内のバンド構造を求め、図 5.10 に示すように等周波数面表示 (分散面表示) で表す。なお図中の周波数と波数はそれぞれ  $c/a$  ( $c$ :光速、 $a$ :格子定数) と  $2\pi/a$  を単位とした値に規格化している。次に入射光の周波数と入射角を定めると、式 (5.3) より  $k \sin \theta$  が求まる。ここで図に  $k \sin \theta$  一定の直線を引くと (図には周波数 0.5 の光を  $20^\circ$  の角度で入射した場合を示す)、この直線と入射光周波数に対応する曲線との交点がフォトリック結晶内を伝搬する光の波数ベクトルを表すことになる。ただし、実際に光が進む方向は群速度  $\nabla_{\mathbf{k}} 2\pi f(\mathbf{k})$  で決定されるため、上述した方法で求まる波数ベクトルの向きと異なり、等周波数面の垂線方向に伝搬することに注意を要する。また、一般的には群速度の方向は入射平面以外の方向に向くことがあるが、今回測定を行った [001] と [110] 軸のなす平面を入射平面とした場合、バンド構造がこの面を中心として対称であるため群速度は入射平面内の方向に存在することが分かっている。

このようにして、第 1 バンドから第 4 バンドに対して、入射角が  $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$  の場合の波数ベクトルを求めたものを図 5.10 から図 5.13 に示す。このうち第 1, 2 バンドはバンドギャップより長波長側、第 3, 4 バンドは短波長側のバンドである。なお、図中の点線はブリルアンゾーン端を示している。ブリルアンゾーン端 (バンド端) における波数ベクトルを見てみると、同じ入射角であるにも関わらず、第 3, 4 バンドに結合する光の波数ベクトルは第 1, 2 バンドに結合するものに比べて角度が大きい (より L 点側に近い) ことがわかる。これは、第 4 章で述べた定性的な考察とも符合する。ただしその角度は  $40^\circ$  入射の場合第 1 バンドから順に  $16.8^\circ, 18.0^\circ, 24.5^\circ, 23.6^\circ$  となっており、第 4 章で述べた低周波側 (第 1, 2 バンド) が  $11.2^\circ$ 、高周波側 (第 3, 4 バンド) が  $40^\circ$  と異なっている。これは第 4 章ではバンド端で生じる定在波が GaAs あるいは空気に完全に集中しているものと考えたため

であり、実際には低周波側バンド端の平均屈折率は GaAs よりも小さく、高周波側バンド端の平均屈折率は空気よりも大きくなることを考えると妥当な値といえる。

ここでバンド構造 (図 5.14) を見てみると、バンドギャップ端の低周波側が最も大きくなる波数ベクトルは  $\Gamma$ -K 間にあり、高周波側が最も小さくなる波数ベクトルは L 点であることがわかる。この点をそれぞれ図 5.11 と図 5.12 中に黒丸で記す。今回測定した範囲は図中に  $0^\circ$ - $40^\circ$  で示した曲線上にあるためこれらの点は測定されていない。完全バンドギャップであることを示すためにはこれらの点を測定する必要があるが、今回のような積層方向からの入射では測定することができない。例えば、バンドギャップの低周波端は周波数 0.54 であり、またバンドギャップ端の波数ベクトルは  $k \sin \theta = k_0 \sin \theta_0 = 1.05$  である。この様な光が結合するためには  $\sin \theta_0 = 1.95$  となる角度で光を入射する必要があるがこのような角度は取り得ない。高周波端についても同様に外部から結合できないことを示すことができる。しかしながら、バンド図中に今回測定した範囲を記入してみると、図 5.15 に示すようにほぼ全方位のバンドギャップ端となる周波数範囲まで到達していることがわかる。これと測定した範囲で角度に依存しない減衰が見られたという実験結果から、本研究で作製した構造が光の波長域において完全なバンドギャップをもつことが示せたといえる。

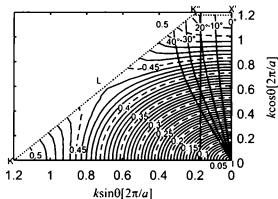


図 5.10: 第 1 バンドの等周波数面.  $0^\circ \sim 40^\circ$  の線は各入射角度で空気から入射した時に、フォトニック結晶内部を伝搬する光の波数ベクトルを示している

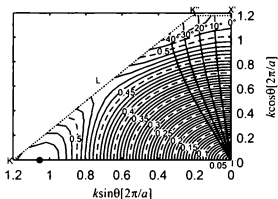


図 5.11: 第 2 バンドの等周波数面. 黒丸は、バンドギャップの低周波端のうち最も周波数が高いところを示している。

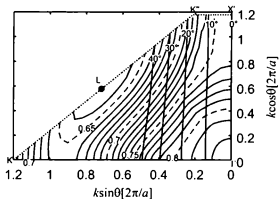


図 5.12: 第 3 バンドの等周波数面。黒丸は、バンドギャップの高周波端のうち最も周波数が低いところを示している。

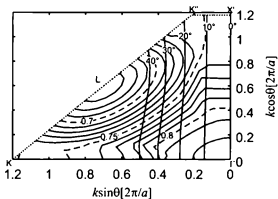


図 5.13: 第 4 バンドの等周波数面。

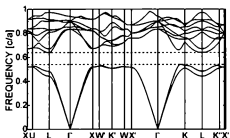


図 5.14: ストライプ積層面心立方構造のバンド図。破線の間の周波数帯が、全方位にわたるバンドギャップを示している。

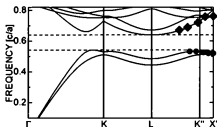


図 5.15: バンド構造のうち $\Gamma$ KLK''X'の範囲を拡大表示したもの。破線の間は全方位にわたるバンドギャップを示している。●、◆はそれぞれ本研究で測定を行った範囲のうち、第2、第3バンド上のものを示している。

## 入射角度増大によって現れる小減衰に関して

透過スペクトルの入射角度依存特性の測定結果において、入射角度が増大するとバンドギャップより長波長側の約  $9\text{ }\mu\text{m}$  付近に一旦小さな減衰が見られることを述べた(図 5.8 参照) 今回測定した範囲は図 5.15 のバンド図上で  $XK''L$  間の範囲である。バンドギャップより長波長側の光は第 1 および第 2 バンドに結合されるので、バンド図中の該当部分に着目してみる。  $X$  点(入射角度  $0^\circ$ )では第 1 および第 2 バンドは縮退しているが、 $X \rightarrow K'' \rightarrow L$  と変化するにつれてこの縮退は解かれ、 $K''$  点(入射角度  $20^\circ \sim 30^\circ$  の間)を過ぎるあたりからその差はさらに大きくなっている。このような状態では長波長側からバンドギャップに向けて光の波長を変化させた場合、まず最初に第 1 バンドがカットオフされ、続いて第 2 バンドがカットオフされるものと予測される。このことが冒頭で述べたような影響を透過スペクトルに及ぼしているものと考えられる。これを検証するためには第 1 および第 2 バンドのみに結合するような偏波の光を用いて透過スペクトル測定を行い両者を比較することにより行えるものと考えている。

## 5.6 まとめ

本章ではよりフォトリソニックバンドギャップの効果をより大きく引き出すこと、およびデバイス応用に必要な発光層の埋め込み、欠陥の導入といったことには多層積層技術が必要不可欠であるとの観点から、積層数を 8 層(面心立方構造 2 周期)としたフォトリソニック結晶を作製し、その光学特性の評価を行った。

まず多周期構造を作製する際の位置合わせ方法に関して検討を行った。この結果、一般的に  $2(2n-1)$  層( $n=1,2,3,\dots$ )どうしの積層を行い  $4(2n-1)$  層構造を形成する場合は 14 層積層構造を形成する場合と同様に  $\pm 1$  次回折光強度がそれぞれ極小となる位置の中点を、 $4n$  層( $n=1,2,3,\dots$ )どうしを積層して 8n 層構造を形成する



場合は逆に  $\pm 1$  次回折光強度がそれぞれ極大となる位置の中点を探すことにより位置合わせが達成されることを示した。

次にこの位置合わせ法に従いストライプ 8 層積層構造を作製し、透過スペクトル測定による光学特性評価を行った。まず  $[001]$  方向から光を入射した場合について測定を行った。その結果、透過減衰が 4 層積層構造のものに比べてデシベル値で約 2 倍の 30dB というデバイス応用にも適応可能な値が得られた。4 層積層構造の結果と合わせて考えると面心立方構造 1 周期あたり約 15dB の減衰が得られることがわかった。続いて入射角度を  $[001]$  方向から  $[110]$  方向へ変化させた場合についても測定を行った。その結果、8  $\mu\text{m}$  付近に存在する角度に依存しない減衰が明確に見られた。また考察の結果、測定した範囲は  $1\text{eV}$  バンドギャップが最も狭くなる範囲をカバーしていることがわかり、事実上完全バンドギャップが形成されていることを確認したといえることがわかった。

## 5.7 参考文献

- [1] N. Yamamoto, S. Noda and A. Chutinan, Jpn. J. Appl. Phys. 37, pp. L1052-1054, November 1998.
- [2] N. Yamamoto and S. Noda, Jpn. J. Appl. Phys. 38, pp. 1282-1285, March 1999.
- [3] 野田 進, 光学, 27, pp. 6-11, 1998.
- [4] 野田 進, 電子情報通信学会誌, 82, pp. 232-241, 1999.
- [5] 野田 進, 応用物理, 68, pp. 426-427, 1999.
- [6] D. L. Bullock, C. C. Shih and R. S. Margulies, J. Opt. Soc. Am. B, 10, pp. 399-403, Feb. 1993.
- [7] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden and M. J. Bloemer, J. Appl. Phys. 76, pp. 2023-2026, Aug. 1994.
- [8] H. Hirayama, T. Hamano and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 69, pp. 791-793, Aug. 1996.
- [9] P. Tran, Opt. Lett. 21, pp. 1138-1140, Aug. 1996.
- [10] M. Scalora, R. J. Flynn, S. B. Reinhardt, R. L. Fork, M. J. Bloemer, M. D. Tocci, C. M. Bowden, H. S. Ledbetter, J. M. Bendickson, J. P. Dowling and R. P. Leavitt, Phys. Rev. E, 54, pp. R1078-R1081, Aug. 1996.
- [11] K. Sakoda and K. Ohtaka, Phys. Rev. B, 54, pp. 5742-5749, Aug. 1996.
- [12] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett., 77, pp. 3787-3790, Oct. 1996.

- [13] J. C. Chen, H. A. Haus, Shanhui Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, *J. Lightwave Technol.* **14**, pp. 2575-2580, Nov. 1996.
- [14] Shawn-Yu Lin, V. M. Hietala, Li Wang and E. D. Jones, *Opt. Lett.* **21**, pp. 1771-1773, Nov. 1996.
- [15] S. John and T. Quang, *Phys. Rev. A*, **54**, pp. 4479-4488, Nov. 1996.
- [16] J. Martorell, R. Vilaseca and R. Corbalan, *Appl. Phys. Lett.* **70**, pp. 702-704, Feb. 1997.
- [17] S. John and Tran Quang, *Phys. Rev. Lett.* **78**, pp. 1888-1891, March 1997.
- [18] F. Shanhui, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos and H. A. Haus, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, pp. 960-963, Feb. 1998.
- [19] T. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and J. P. de Sandro, *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, pp. 748-752, March 1998.
- [20] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi and T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, *Phys. Rev. B*, **58**, pp. R10 096-R10 099, Oct. 1998.

## 第6章 結論

フォトリソグラフィは、第1章で述べたように様々な新しい光デバイス、光回路を実現できる可能性をもつことから大きな注目を集めているが、これまで決め手となる実現法が存在しなかった。本研究ではフォトリソグラフィを光の波長域で実現し、かつその物性を明らかにすることを目標とし、独自のマイクロマシニング技術を用いた新しいフォトリソグラフィ実現法を提案し、それに基づき3次元フォトリソグラフィ結晶の作製を行った。この結晶に対して光学特性評価を行ったところ、赤外波長域で完全なバンドギャップを持ち、かつ減衰量約 30dB (反射率99.9%に相当)というデバイス応用にも十分適用可能な大きなフォトリソグラフィバンドギャップ効果を持つことがわかった。このように、本研究では完全なバンドギャップを持つ3次元フォトリソグラフィ結晶を光の波長域で初めて実現することができた。その概要を以下に述べる。

### 新しいフォトリソグラフィ結晶実現法の提案と、各プロセスの最適化

本研究では完全なバンドギャップを持つ構造である非対称な基を持つ面心立方構造の実現を行うべく、ウェハ融着によりストライプ構造を積層するという独自の3次元フォトリソグラフィ結晶実現法を提案した。この実現法は完全なバンドギャップを持つという特長の他に、結晶欠陥や発光部の導入が容易、電流注入が可能といった特長を持つ。このためフォトリソグラフィ結晶特有の諸現象を最大限に引き出すことが可能であり、この点が他者の提案している実現法に比べて非常に有利な点といえる。この実現法によるフォトリソグラフィ結晶作製に先立ち各プロセスで必要な要素技術の最適化を行った。中でもウェハ融着はこの実現法においては鍵となる重要な技術で

あるが、本研究では融着プロセスでの基板前処理と加熱処理の間に精密位置合わせを行う必要があるため、一般的に行われている方法ではウエハ融着が困難であった。そのため有機アルカリ処理後、一旦室温で張り合わせ、さらに加熱処理を行うことにより融着を行うという独自のウエハ融着法を開発し、良好なウエハ融着を実現した。その他、2次元構造形成のためのドライエッチング条件の最適化、さらに良好なウエハ融着を実現するための表面ハタンの考案、基板剥離時の選択エッチングの改善といった各要素技術の最適化を行った。これらの結果、ストライフ構造の多層積層が可能であることを示し、本研究で提案する実現法によるフォトニック結晶実現の可能性を示すことができた。

#### 光回折精密位置合わせ法の確立

本研究で作製を行うストライフ積層面心立方構造では隣接する面どうしが特定の位置関係を保つ必要があり、ストライフ構造を積層する際に精密な位置合わせが要求される。この位置合わせを行うためにストライフ構造が回折格子として機能することに注目し、回折光強度の変化を利用した精密位置合わせ法を提案した。理論的・実験的検討の結果、両者のよい一致が見られ光回折を利用した位置合わせの可能性を示すことができた。この原理に基づく位置合わせ装置を開発し、これを用いて位置合わせ実験を行ったところ、誤差 100 nm 未満の精度での位置合わせ・ウエハ融着を達成した。この 100 nm という誤差は本研究で作製を行った 10  $\mu\text{m}$  帯のフォトニック結晶に対してはバンドギャップにほとんど影響を与えず、さらに光通信帯である 1.55  $\mu\text{m}$  にフォトニックバンドギャップを持つ構造に対して同様の誤差が生じた場合でも 109 meV ものバンドギャップを持つことがわかり、本研究で提案・開発した位置合わせ装置がフォトニック結晶作製に適用可能であることを示した。

#### 4層積層フォトニック結晶の実現

上述したフォトニック結晶実現法と精密位置合わせ法を用いて線幅  $1\text{ }\mu\text{m}$ 、周期  $4\text{ }\mu\text{m}$ 、深さ  $1.2\text{ }\mu\text{m}$  のストライプ構造を4層(面心立方構造1周期に相当)積層した構造の作製を行った。積層方向から光を入射した場合について透過スペクトル測定を行ったところ、波長  $7\text{ }\mu\text{m}$  付近を中心に約  $16\text{ dB}$  の減衰が存在することがわかった。また、入射角度を変えて透過スペクトル測定を行った結果、約  $7\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$  の波長範囲で入射角によらない透過減衰が存在することを明らかにした。さらに減衰の中心波長が長波長側にシフトすることがわかった。これは理論計算により求めたバンド構造の変化と定性的に一致することを示した。これらの結果から作製した構造は少ない積層数にも関わらずフォトニック結晶として機能しており、本研究で提案する方法によりフォトニック結晶が作製可能であることを示した。

#### 完全バンドギャップを持った8層積層フォトニック結晶の実現

さらにデバイス応用を考えた時必要となる、欠陥層や発光層の埋め込み、高反射率化などを行うための基礎技術である多周期積層を行った。この際も精密位置合わせが必要となるが、理論的検討により4層積層の場合とほぼ同様の手順で位置合わせができることを示した。この結果に基づき8層積層構造(面心立方構造2周期に相当)を作製し、透過スペクトル測定を行ったところ、8層積層構造ではバンドギャップでの減衰が約  $30\text{ dB}$  と、4層積層構造に比較してデシベル値で約2倍の減衰量を持つことがわかり、この構造においては面心立方構造1周期あたり約  $15\text{ dB}$  の減衰量を持つことが明らかになった。透過スペクトルの入射角度依存特性を測定した結果、約  $8\text{ }\mu\text{m}$  を中心として入射角度に依存しない減衰を示すことがわかった。また、測定した角度範囲は、理論解析の結果、バンド図上でほぼ最もバンドギャップが狭くなる範囲に及んでおり、実験結果と合わせて光の波長域にお

ける3次元フォトニック結晶で完全バンドギャップを持つことを初めて示すことができた。

以上のように、本研究では独自のマイクロマシニング技術を用いたフォトニック結晶実現法を提案し、それに基づき完全バンドギャップを持つフォトニック結晶を実現した。

今後の課題としては以下のようなことが挙げられる。本研究で実現したフォトニック結晶は赤外波長域にバンドギャップを持つ構造であったが、自然放出光制御を行うために必要な適当な波長の光源が得難いという問題がある。これに関しては、構造の小型化によりバンドギャップの短波長化を行うことにより解決できる。また、デバイスへ応用という観点からもバンドギャップの短波長化という展開を行っていく必要がある。また、これと並行して、

1. 分散関係の評価
2. ハルス伝搬特性の評価
3. 結晶欠陥の導入によるフォトニック結晶の特性制御
4. フォトニック結晶導波路の特性評価

といった、より詳細なフォトニック結晶特性評価を行う必要がある。こうした展開を行うことにより、現在は理論的な予測に止まっている各種の新デバイス、さらには第1章で述べたような光集積回路 [図 1.1(a), (b)] の実現が期待できる。

## 謝辞

本論文を執筆するに当たり、京都大学大学院工学研究科電子物性工学教室 藤田茂夫教授、松波弘之教授、ならびに松重和美教授には、貴重な御討論を頂きました。新たな視点からの御意見は本論文をまとめるに当たり大変参考となりました。心より感謝致します。

野田進助教授には、本研究を進めるに当たり直接の御指導を頂きました。先生の細やかな御指導があればこそ、本研究の完成があったものと思います。また、このような興味深いテーマを研究する機会を与えて頂きましたことに対して誠に感謝しております。

佐々木昭夫 京都大学名誉教授には筆者が学部4回生、および修士課程において、指導教官として様々な御指導、御助言を頂きました。大変感謝しております。

豊橋技術科学大学 若原昭浩助教授には実験等を行うに当たり豊富な経験に基づいた御助言を頂きました。大変感謝しております。

石橋豊次助手には研究を進めるに当たり様々な御配慮を頂きました。先生の御支援のおかげで研究に専念することが出来ました。大変感謝致します。

川上養一助教授、夢田博一講師には京都大学ベンチャービジネスラボラトリにおいて実験を行うに当たり多大な便宜を図って頂きました。ベンチャービジネスラボラトリの設備が無ければ本研究は完遂出来なかったものと思います。大変感謝しております。

博士後期課程2回生 チュティナン・アロンカーン氏とは本研究のうち特に理論計算に関して共同して研究を行いました。氏との有意義な議論を通じて互いにフォトリソニック結晶に対する理解を深めることが出来たと思っております。心より感謝致します。



小林英了氏とは本研究のうち主に実験面で共同して研究を行い、実験装置の共有などに関して便宜を払って頂きました。大変感謝致しております。

現 富士通株式会社 清田直宏氏とは氏が学部4回生の時に共同してフォトニック結晶の研究を行いました。本研究の最初期のまだまだ手探りの状況において氏の協力は非常に有り難いものでした。深く感謝しております。

修士課程1回生 岡野誠氏には本研究のうち特に光学特性評価に関して共同して研究を行いました。氏の協力により非常によいデータを得ることが出来ました。大変感謝しております。

山梨大学 鍋谷暢一助手、奈良先端大学院大学 徳田 崇助手には筆者が研究室に配属されており、研究への取り組み方など親切的御指導を頂きました。深く感謝しております。

京都大学ベンチャービジネスラボラトリー ホストドク 浅野 卓氏には光学測定を行うに当たって様々な御指導を頂きました。誠に感謝しております。

博士後期課程3回生 今田昌宏氏、同 古川雄三氏には研究を円滑に進める上で様々な御配慮を頂きました。深く感謝しております。

現 松下電器産業株式会社 田村雅敏氏には実験装置を共有するに当たり、多大な便宜を払って頂きました。大変感謝しております。

すべての御名前を挙げるが出来なくて残念ですが、京都大学大学院工学研究科光量子研究室に在籍された方々には、研究を遂行する上でいろいろ便宜を図って頂いたり、日ごろの議論を通じて、著者とは違った角度からの有意義な意見を多数頂きました。改めて感謝の意を表します。

京都大学大学院工学研究科電子物性工学教室 松波研究室、藤田研究室の皆様には、実験装置を借用するに当たり、快く応じて下さいました。厚く御礼申し上げます。

最後に、著者の研究活動を支援してくれた両親に心よりの感謝を示して謝辞の結びと致します。

## 研究業績

### 発表論文

- [1] S. Noda, N. Yamamoto, and A. Sasaki, "New Realization Method for Three-Dimensional Photonic Crystal in Optical Wavelength Region", Jpn. J. Appl. Phys., 35, pp. L909-L912, July 1996.
- [2] N. Yamamoto, S. Noda, and A. Sasaki, "New Realization Method for Three-Dimensional Photonic Crystal in the Optical Wavelength Region: Experimental Consideration", Jpn. J. Appl. Phys., 36, pp. 1907-1991, March 1997.
- [3] N. Yamamoto and S. Noda, "100-nm Scale alignment using Laser Beam Diffraction Pattern Observation techniques and Wafer Fusion for Realizing Three-Dimensional Photonic Crystal Structure", Jpn. J. Appl. Phys., 37, pp. 3334-3338, June 1998.
- [4] N. Yamamoto, S. Noda and A. Chutinan, "Development of one period of Three-Dimensional Photonic Crystal in 5-10  $\mu\text{m}$  Wavelength Region by Wafer Fusion and Laser Beam Diffraction Pattern Observation Technique", Jpn. J. Appl. Phys., 37, pp. L1052-1054, November 1998.

- [5] N. Yamamoto and S. Noda, "Fabrication and Optical Properties of One Period of Three-Dimensional Photonic Crystal Operating at 5-10  $\mu\text{m}$  Wavelength Region", Jpn. J. Appl. Phys., **38**, pp. 1282-1285, March 1999.
- [6] S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashi, M. Okano and K. Tomoda, "Optical Properties of Three-Dimensional Photonic Crystals Based on III-V Semiconductors at Infrared to Near Infrared Wavelengths", Appl. Phys. Lett., *accepted for publication*.
- [7] S. Noda, N. Yamamoto, M. Imada, H. Kobayashi and M. Okano, "Alignment and Stacking of Semiconductor PBG's By Wafer Fusion", IEEE Transaction of Microwave Theory and Techniques, *submitted*.
- [8] N. Yamamoto and S. Noda, "Optical Properties of Multi Layered Three-Dimensional Photonic Crystal Operating at 5-10  $\mu\text{m}$  Wavelength Region", *in preparation*.

## Conference Proceedings

- [1] N. Yamamoto, S. Noda and A. Sasaki, "New Realization Method for Three-Dimensional Photonic Crystal in Optical Wavelength Region -Experimental Consideration-", Extended Abstracts of the 1996 International Conference on Solid State Devices and Materials, pp. 217-219, August 1996.

- [2] N. Yamamoto and S. Noda, "DEVELOPMENT OF A PERIOD OF THREE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL OPERATING AT OPTICAL WAVELENGTH REGION", Conference Proceedings of 1998 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 809-812, May 1998.

## 国際学会発表

- [1] S. Noda, N. Yamamoto, and A. Sasaki, "New Method of Realizing 3D Photonic Crystal in Optical Wavelength Region", Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO'96), Anaheim, California, CThj2, June 1996.
- [2] N. Yamamoto, S. Noda, and A. Sasaki, "New Realization Method for Three-Dimensional Photonic Crystal in Optical Wavelength Region -Experimental Consideration-", SSDM'96, C-1-3, Pacifico Yokohama, August 1996.
- [3] N. Yamamoto and S. Noda, "DEVELOPMENT OF A PERIOD OF THREE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL OPERATING AT OPTICAL WAVELENGTH REGION", International Conference on InP and Related Materials (IPRM'98), FB2-2, Tsukuba Univ., May 1998.
- [4] S. Noda and N. Yamamoto, "Alignment and Stacking of Semiconductor PBG's By Wafer Fusion", Workshop on Electromagnetic Crystal Structures, Design, Synthesis, and Applications., Laguna Beach, California, Jan 1999, *invited*.

- [5] S. Noda and N. Yamamoto. "Semiconductor Three-Dimensional Photonic Crystals Operating at Infrared Wavelength Region", Conference on Lasers and Electro-Optics Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS'99), Baltimore, Maryland, May 1999, accepted for publication.
- [6] S. Noda and N. Yamamoto. "Three-Dimensional Photonic Crystal Opening at Optical Wavelength Region", The Fifth International Conference on ELECTRICAL TRANSPORT AND OPTICAL PROPERTIES OF INHOMOGENEOUS MEDIA (ETOPIM5), Hong Kong, 21-25 June 1999, *invited*.
- [7] S. Noda and N. Yamamoto. "Three-dimensional Photonic Crystals and their applications", The Third Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Pacific Rim), 1999, Korea, August 30-September 3, *invited*.

## 国内学会発表

- [1] 山本宗継、野田 進、佐々木昭夫、"ウェハ直接接着による3次元フォトニック結晶作製法"、第56回応用物理学会学術講演会、26p-D-10、金沢工業大学、1995年8月
- [2] 山本宗継、野田 進、清田直宏、佐々木昭夫、"ウェハ直接接着による3次元フォトニック結晶実現法(II)"、第43回応用物理学関係連合講演会、26p-G-3、東洋大学浅香校舎、1996年3月
- [3] 野田 進、山本宗継、佐々木昭夫、"光の波長域での3次元フォトニック結晶の新しい実現法"、1996年電子情報通信学会総合大会、SC-3-6、1996年3月

- [4] 山本宗継、野田 進、“ウエハ融着による光領域3次元フォトニック結晶実現法(III)”、第57回応用物理学会学術講演会、8a-PA-17、九州産業大学、1996年9月
- [5] 野田 進、山本宗継、“光波長域3次元フォトニック結晶の新しい実現法”、理研フロンティアフォーラム“フォトニック結晶、その理論と実験”、理研フォトダイナミクス研究センター、1996年11月
- [6] 山本宗継、野田 進、“ウエハ融着による光領域3次元フォトニック結晶実現法(IV)”、第44回応用物理学関係連合講演会、30p-NC-7、日本大学船橋校舎、1997年3月
- [7] 山本宗継、野田 進、“ウエハ融着による光領域3次元フォトニック結晶実現法(V)”、第58回応用物理学会学術講演会、2p-W-3、秋田大学、1997年10月
- [8] チュティナン・アロンカーン、山本宗継、野田 進、“新しい3次元フォトニック結晶から螺旋状フォトニック結晶”、第58回応用物理学会学術講演会、2p-W-4、秋田大学、1997年10月
- [9] チュティナン・アロンカーン、山本宗継、野田 進、“フォトニック結晶作製過程に生じる構造ゆらぎのバンドギャップに与える影響”、第58回応用物理学会学術講演会、2p-W-5、秋田大学、1997年10月
- [10] 野田 進、山本宗継、チュティナン・アロンカーン、“光波長域3次元フォトニック結晶の作製”、北海道大学電子科学研究所公開シンポジウム「フォトニック結晶による輻射場の制御」、北海道大学百年記念会館、1998年3月
- [11] 山本宗継、野田 進、“ウエハ融着法による3次元フォトニック結晶の光学特性”、第45回応用物理学関係連合講演会、28a-V-5、東京工科大学、1998年3月

- [12] チュティナン・アロンカーン、山本宗継、野田 進、“フォトニック結晶作製過程に生じる構造ゆらぎのバンドギャップに与える影響(II)”，第45回応用物理学関係連合講演会、28a-V-6、東京工科大学、1998年3月
- [13] 野田 進、山本宗継、“半導体/空気回折格子とその応用 - 3次元フォトニクス結晶実現を目指して-”，1998年電子情報通信学会総大会、C-4-41、東海大学、1998年3月
- [14] 山本宗継、野田 進、“Transmission Spectra of One Cycle Three-Dimensional Photonic Crystal in Optical Wavelength Region”，第17回電子材料シンポジウム、G2、ホテル富士見ハイツ、1998年7月
- [15] 小林英了、山本宗継、野田 進、“1.55  $\mu\text{m}$ 帯3次元フォトニック結晶実現可能性の検討”，第59回応用物理学学会学術講演会、17p-T-10、広島大学東広島キャンパス、1998年9月
- [16] 山本宗継、野田 進、“ウエハ融着法による3次元フォトニック結晶の光学特性II -入射角度依存性-”，第59回応用物理学学会学術講演会、17p-T-11、広島大学東広島キャンパス、1998年9月
- [17] 山本宗継、野田進、“光波長域フォトニクス結晶の開発の現状”，レーザー学会学術講演会第19回年次大会、名古屋国際会議場、1999年1月
- [18] 山本宗継、岡野 誠、野田 進 “ウエハ融着による赤外域3次元フォトニック結晶 -8層積層構造の光学特性-”，第46回応用物理学関係連合講演会、29p-E-9、東京理科大学、1999年3月
- [19] 小林英了、山本宗継、友田勝寛、岡野 誠、野田 進 “近赤外域3次元フォトニック結晶の作製とその光学特性”，第46回応用物理学関係連合講演会、29p-E-10、東京理科大学、1999年3月